ORSAY
Série A. N°
N° d'ordre :
161

THESE

présentée
à L'UNIVERSITE DE PARIS-SUD
CENTRE D'ORSAY

par

A. SCAVENNEC

Pour obtenir le titre de Docteur Ingénieur

PRODUCTION D'IMPULSIONS LUMINEUSES RECURRENTES PAR COUPLAGE DES MODES D'UN LASER A GAZ

Soutenue le 5 Mai 1972 devant la commission d'examen

P. GRIVET	Président
F. BERTEIN	Examinateur
J. LE MEZEC	Examinateur
J. JERPHAGNON	Examinateur

T H E S E

présentée

A L' U N I V E R S I T E D E P A R I S-S U D

C E N T R E D' O R S A Y

Pour obtenir le titre de Docteur-Ingénieur

par

André S C A V E N N E C

Production d'impulsions lumineuses récurrentes par couplage des modes d'un laser à gaz

---

Soutenue le 5 Mai 1972 devant la Commission d' Examen.

MM. P. GRIVET - Président

F. BERTEIN -)

J. LE MEZEC -) Examinateurs

J. JERPHAGNON -)

UNIV.
LEIDEN
BIBL.

J'adresse mes remerciements à Monsieur le Professeur P. GRIVET, qui a bien voulu présider le jury de cette thèse, ainsi qu'à Monsieur le Professeur F. BERTEIN qui a accepté d'y participer.

Ce travail a été effectué au Centre National d'Etudes des Télécommunications au département Dispositifs et Ensembles Fonctionnels, placé sous la direction de Monsieur J. LE MEZEC, dans le groupe d'application des lasers dirigé par Madame J. HENAFF. Je les prie de trouver ici, l'assurance de ma reconnaissance pour les nombreux conseils qu'ils m'ont prodigués au cours de cette étude.

Mes remerciements s'adressent également à Monsieur M. FELDMANN pour les discussions fructueuses que j'ai eu avec lui, ainsi qu'à Monsieur J. JERPHAGNON pour les précieuses remarques qu'il m'a faites sur ce document.

Je remercie Messieurs M. CAREL et R. GUGLIELMI qui m'ont aidé à mener à bien les diverses expériences grâce à leur grande compétence technique.

Je suis reconnaissant à tous les ingénieurs et techniciens du groupe pour le concours qu'ils m'ont apporté, notamment Monsieur J. SAPRIEL qui a mis au point des modulateurs acoustooptiques pour cette étude, aux opticiens et mécaniciens qui, sous la direction de Messieurs J. SILVESTRE et R. TESSIER, ont réalisé les divers composants , ainsi qu'aux personnes qui ont participé à la réalisation de ce document.

Je tiens à remercier également Monsieur F. CHABANNES, responsable du Groupe Optique Physique au Laboratoire Central de l'Armement et ses collaborateurs qui ont su créer pendant la durée de mon service national, les conditions nécessaires à la poursuite de ce travail.

S O M M A I R E

INTRODUCTION

PREMIERE PARTIE

I - COUPLAGE DES MODES D'UN LASER A GAZ EN REGIME PERMANENT

I.1. - GENERALITES SUR LES COUPLAGES EXISTANTS ENTRE MODES D'UN LASER

I.2. - AUTOBLOCAGE DE TROIS MODES

I.3. - SYNCHRONISATION DE TROIS MODES PAR MODULATION INTERNE ACTIVE

I.3.1. - Rappel sur la modulation interne active

I.3.2. - Cas de la M.A.

I.3.3. - Cas de la M.Φ

II - ETUDE DE LA DISPERSION

II.1.- RAPPEL

II.2.- INFLUENCE DU GAIN ET DES PERTES EN L'ABSENCE DE SATURATION

II.3.- ETUDE DE LA DISPERSION EN PRESENCE DE SATURATION

II.3.1.- Choix des paramètres

II.3.2.- Calcul de la dispersion

III- POSSIBILITES ET CHOIX DES METHODES DE COUPLAGE

III.1.- POSSIBILITES D'AUTOBLOCAGE DES MODES DES LASERS HELIUM-NEON (6328 Å) ET ARGON (4880 Å ET 5145 Å)

III.2.- CHOIX DU MODULATEUR ACTIF

SECONDE PARTIE

IV - MODULATION INTERNE DU LASER A ARGON

IV.1.- LE LASER A ARGON IONISE

IV.1.1.- Processus d'excitation

IV.1.2.- Caracteristiques des différentes raies

IV.1.3.- Signal émis

IV.2.- CHOIX DE LA RAIE ET DE LA FREQUENCE DE MODULATION

IV.2.1.- Choix de la raie modulée

IV.2.1.1. - Mesure du gain

IV.2.1.2. - Mesure de la largeur du battement RF fondamental entre modes

IV.2.1.3. - Choix de la raie

IV.2.2.- Choix de la fréquence de modulation

IV.2.2.1. - Etude de la stabilité en fonction de la fréquence de modulation

IV.2.2.2. - Choix de la fréquence

IV.2.3.- Régime de modulation retenu

IV.3.- DISPOSITIF EXPERIMENTAL

IV.3.1.- Composants du dispositif

IV.3.2.- Modulateurs utilisés

IV.3.2.1. - Modulateur électrooptique de phase

- cristal
- modulateur
- efficacité

IV.3.2.2. - Modulateur acoustooptique d'amplitude

- milieu d'interaction
- modulateur
- efficacité

IV.4.- RESULTATS EXPERIMENTAUX

IV.4.1.- Régime d'impulsion en M.Φ. à 450 MHz

IV.4.1.1. - Observation du signal émis en fonction du désaccord

IV.4.1.2. - Etude des différents régimes d'impulsions

IV.4.1.3. - Possibilités d'utilisation de la M.Φ. à 450 MHz

IV.4.2.- Régime d'impulsion en M.A. à 100 MHz

IV.4.2.1. - Observation du signal en fonction du désaccord

IV.4.2.2. - Etude des différents régimes d'impulsions

IV.4.2.3. - Possibilités d'utilisation de la M.A. à 100 MHz

IV.4.3.- Durée des impulsions

IV.5.- PLACE DU LASER A ARGON COMME HORLOGE LUMINEUSE

V - PRODUCTION D'IMPULSIONS PAR LE LASER He-Ne A L'AIDE D'UNE CELLULE ABSORBANTE

V.1. - AMPLIFICATION ET ABSORPTION DU MELANGE HELIUM-NEON

V.1.1. - Excitation, amplification et absorption

V.1.2. - Valeurs des différentes raies

V.2. - ETUDE EXPERIMENTALE DU PHENOMENE

V.2.1. - Dispositifs utilisés - Plages de fonctionnement

V.2.2. - Remarques sur les courbes obtenues

V.2.3. - Signal de sortie

V.3. - INTERPRETATION DES RESULTATS

V.3.1. - Observation de la dispersion des écarts entre fréquences de modes

V.3.2. - Etude de l'influence des termes de couplage

V.4. - LONGUEUR DU TUBE ABSORBANT

V.5. - DEFINITION D'UN TUBE HELIUM-NEON AUTOBLOQUE DE FORTE PUISSANCE

V.6. - REMARQUE SUR LE COUPLAGE DES MODES DU LASER HELIUM-NEON PAR METHODE PASSIVE

CONCLUSION

ANNEXE :

CALCUL DES PERTES EN PUISSANCE OCCASIONNEES PAR UN MODULATEUR D'AMPLITUDE

REFERENCES

PRINCIPALES NOTATIONS UTILISEES

$E(z,t)$: Amplitude du champ électrique caractérisant l'onde électromagnétique dans la cavité laser

n : Ordre du mode T E M $_{oon}$

$E_n(t)$: Amplitude du champ électrique du mode n

$\nu_n(t)$: Fréquence cyclique du mode

$\phi_n(t)$: Phase du mode

Ω_n : Fréquence cyclique de résonance de la cavité

Q_n : Facteur de qualité de la cavité pour le mode n

c : Célérité de la lumière

ε_o : Permittivité du vide

$P_n(t)$: Polarisation du milieu actif

$C_n(t)$: Composantes de la polarisation

$S_n(t)$:

α_n : Coefficient de gain non saturé

β_n : Coefficient de saturation propre

θ_{nm} : Coefficient de saturation croisée

η_{nm} :

ξ_{nm} : Coefficient de battement entre fréquences de modes

ψ : Dispersion des écarts entre phases $\psi = 2\phi_2 - \phi_1 - \phi_3$

σ_n : Coefficient de glissement de fréquence sans saturation ("pulling")

ρ_n : Coefficient de glissement de fréquence propre en saturation

τ_{nm} : Coefficient de glissement de fréquence dû aux autres modes ("pushing")

σ : Dispersion des écarts entre fréquences des modes (D.E.F.)

Δ : Différence des pulsations de deux modes voisins $\Delta = \frac{\pi c}{L}$

$\Delta\nu_n$: Largeur de raie naturelle

$\Delta\nu_H$: Largeur de raie homogène

$\Delta\nu_D$: Largeur de raie inhomogène $\Delta\nu_D = 2\sqrt{\text{Log}2}\ Ku$

ν_m : Pulsation de modulation

$\Delta\nu$: Désaccord de pulsation

L : Longueur de la cavité optique

l_d : Longueur du milieu actif

l : Longueur du modulateur

N(t) : Densité de l'inversion de population

N_{2p} : Composante spaciale de N(t). $N_{2p} = \frac{1}{L}\int_o^L N(t) \cos \frac{2p\pi z}{L}\ dz$

P_{12} : élément de matrice du moment dipolaire

χ_n : Susceptibilité du milieu actif pour le mode n

g : Gain en puissance pour un aller dans la cavité

g_o : Gain en puissance non saturé au centre de la raie, pour un aller

$\beta_{n,m}$: Paramètre de saturation

a : Pertes en puissance pour un aller dans la cavité

I : Courant de décharge dans le milieu actif

p : Pression du gaz actif

$\delta\phi, \Delta\phi$: Excursion de phase

α_c, α_a : Excursion de modulation

Γ : Indice de modulation

f_r : Fréquence de récurrence des impulsions $f_r = \frac{\nu_m}{2\pi}$

P : Puissance moyenne émise par le laser

P_c : Puissance crête des impulsions

RESUME

La synchronisation des modes d'un laser permet de disposer d'une horloge optique émettant un train permanent d'impulsions récurrentes de courte durée et de puissance crête élevée. La synchronisation des modes résulte des non-linéarités introduisant un couplage entre les modes. Les non-linéarités peuvent prendre naissance soit dans le milieu actif même, soit dans un modulateur placé à l'intérieur de la cavité optique. La dispersion des écarts de fréquence entre modes longitudinaux successifs du laser (D.E.F.M.) s'oppose à la synchronisation.

Dans une permière partie de ce mémoire, nous mettons en évidence les rôles de la D.E.F.M. et de l'amplitude des non-linéarités de couplage. Des relations de synchronisation tant dans le cas de l'autoblocage que dans celui de la modulation interne sont établies dans le cas des trois modes. Puis nous faisons une étude sommaire de la dispersion en fonction des paramètres qui la déterminent : gain du milieu actif, pertes, largeur de raie. Nous caractérisons ensuite les termes non linéaires de la polarisation induits naturellement par les battements entre modes ou provoqués par la modulation interne, et nous discutons des diverses possibilités d'autoblocage offertes par les lasers à Hélium-Néon et à Argon.

Une seconde partie de ce mémoire est consacrée à la mise en oeuvre de la production d'impulsions, d'une part à partir d'un laser à Argon muni d'un modulateur interne, d'autre part à l'aide d'un laser Hélium-Néon, dans la cavité duquel est introduite une cellule absorbante d'Hélium-Néon. Les résultats obtenus, en accord dans leur ensemble avec ce que l'on attendait, ont montré l'existence de régimes de fonctionnement particuliers (laser à Argon) et la possibilité d'amélioration du dispositif usuel (laser à Hélium-Néon).

INTRODUCTION

L'onde émise par un laser est généralement constituée par un ensemble de composantes spectrales indépendantes ou faiblement corrélées, dont chacune est un mode d'oscillation libre du laser et est reliée à un mode de résonance de la structure passive du laser. Cependant, il est possible d'obtenir dans certaines conditions, l'émission d'un train d'impulsions à fréquence de récurrence très élevée, de l'ordre de la centaine ou de quelques centaines de mégahertz. Les composantes spectrales ont alors entre elles une relation bien définie d'amplitude, de fréquence et de phase. Nous dirons que le laser fonctionne en "modes bloqués", - traduction de l'expression anglosaxonne "mode-locking" -, ou en "modes synchronisés", pour rappeler la parenté des phénomènes mis en jeu avec celui de la synchronisation d'un ou plusieurs oscillateurs par un signal de commande ou par l'action d'une non-linéarité. En effet, si ce régime peut se produire parfois spontanément, il est en général nécessaire de le provoquer par un signal périodique extérieur faisant varier les caractéristiques de la cavité optique du laser, par exemple grâce à un modulateur placé à l'intérieur de cette cavité. On peut aussi obtenir le signal de synchronisation dans la cavité en y plaçant un absorbant saturable, élément non-linéaire qui crée des termes de battement entre composantes spectrales de l'oscillation.

Le principe de la modulation interne des lasers ayant déjà été étudié dans notre laboratoire et appliqué au blocage des modes du laser à hélium-néon [1] avant que débute cette étude, nous avons cherché à l'appliquer à d'autres lasers à gaz qui permettent d'obtenir des impulsions plus fines (laser à argon ionisé) et à confronter sa mise en oeuvre à celle de l'autre méthode de synchronisation, celle qui utilise un absorbant saturable placé dans la cavité. L'utilisation des lasers à modes synchronisés en tant qu'horloge optique dépendant en grande partie de la solution satisfaisante du problème de la stabilité et de la fiabilité de leur fonctionnement, nous nous sommes plus spécialement intéressés aux paramètres physiques qui limitent la stabilité du blocage en phase des composantes spectrales de l'émission.

Les premiers travaux sur la modulation interne des lasers ont montré qu'une variation périodique de la longueur optique ou des pertes de la cavité peut provoquer le couplage des modes lorsque la fréquence de modulation est très proche de la fréquence fondamentale séparant deux modes voisins. Il peut en résulter la production continue d'impulsions lumineuses dont la fréquence de récurrence est

égale à la fréquence de modulation, lorsque le couplage introduit entre les modes est suffisant pour vaincre la tendance naturelle de ceux-ci à osciller indépendamment. Le blocage en phase des modes dépend, en dernière analyse, de deux facteurs antagonistes, dont la connaissance permet de définir, au moins qualitativement, les conditions d'obtention d'un régime stable :

- d'une part, un facteur de synchronisation trouve son origine dans les termes de couplage qui apparaissent naturellement dans les non-linéarités du milieu actif ou artificiellement sous l'action du modulateur interne ou de l'absorbant saturable ;
- d'autre part, un facteur s'opposant à la synchronisation nait de la dispersion des écarts entre les fréquences des modes libres (D.E.F.M.) espacés de $\frac{c}{2L\ n\ (\lambda)}$. En effet, ceux-ci ne sont pas équidistants à cause des variations de l'indice n (λ) du milieu actif au voisinage de la transition laser, alors que les modes bloqués le sont nécessairement.

Pour que la synchronisation de tous les modes s'établisse de façon stable, il faut que le paramètre "amplitude des termes de couplage" soit supérieur à un certain seuil, fonction croissante du paramètre D.E.F.M. Dans le cas inverse, on est en présence de régimes instables, avec éventuellement couplage d'une partie des modes seulement.

Lorsque l'on considère les diverses théories traitant de la modulation interne active et du blocage en phase des modes par des absorbants saturables, on constate qu'elles mettent essentiellement l'accent sur le premier paramètre : dans les deux cas, il s'agit de faire apparaître des termes de couplage, sources de synchronisation. Nous noterons cependant que, dans leur théorie de la modulation interne de perte [2], Harris et Mc Duff vérifient que le minimum de modulation à appliquer est lié directement à la dispersion. Il est également question de celle-ci dans des publications traitant du blocage par absorbant [3]. Cependant, c'est Uchida qui paraît avoir le mieux mis en valeur l'importance de la dispersion tant dans le cas de l'autoblocage ("self-locking") que dans celui de la modulation interne [4] [6].

Considérant le cas des lasers à gaz, nous avons essayé de cerner les rôles respectifs de la D.E.F.M. et de l'amplitude des termes de couplage dans le phénomène de synchronisation. L'accord entre notre analyse et les résultats présentés dans la littérature nous a permis de vérifier la justesse de notre approche. C'est à l'aide de cette analyse que nous avons pu choisir les modes de synchronisation les mieux adaptés aux lasers que nous possédions (Hélium-Néon et Argon) et expliquer certains phénomènes observés. Mais il faut noter que cette étude de la synchronisation est valable quelque soit le laser à gaz considéré, fonctionnant en continu. Nous avons même pu utiliser cette analyse pour l'étude de la synchronisation des modes du laser solide YAG : Nd.

PREMIERE PARTIE

I - COUPLAGE DES MODES D'UN LASER A GAZ EN REGIME PERMANENT

I.1. - GENERALITES SUR LES COUPLAGES EXISTANTS ENTRE MODES D'UN LASER

Notre sujet portant sur les lasers à gaz fonctionnant en régime permanent, nous avons adopté comme cadre d'études la théorie de Lamb [6]. Les hypothèses qui y sont faites concernant les différentes valeurs des paramètres physiques n'étant pas toujours vérifiées, des restrictions seront apportées aux moments opportuns.

Les modes de résonance quasi-stationnaires de type TEM_{ooq} qui se développent dans la cavité laser en présence d'un milieu amplificateur, peuvent être représentés par leur champ électrique. On écrit que le champ électrique total dans la cavité est de la forme :

$$(1) \qquad E(z, t) = \sum_n U_n(z).A_n(t)$$

avec

$$U_n(z) = \sin n \frac{\pi z}{L} \qquad A_n(t) = E_n(t) \cos(\nu_n t + \phi_n)$$

La fréquence et l'amplitude des modes sont régis par les équations fondamentales :

$$(2a) \qquad (\nu_n + \dot{\phi}_n - \Omega_n)E_n = -\frac{1}{2}\left(\frac{\nu_n}{\varepsilon_o}\right)C_n$$

$$(2b) \qquad \dot{E}_n + \frac{1}{2}\left(\frac{\nu}{Q_n}\right)E_n = -\frac{1}{2}\left(\frac{\nu_n}{\varepsilon_o}\right)S_n$$

C_n et S_n étant les composantes de la polarisation que l'on définit par rapport au champ électrique par (3)

$$(3) \quad P_n(t) = C_n(t) \cos\left[\nu_n t + \phi_n(t)\right] + S_n(t) \sin\left[\nu_n t + \phi_n(t)\right]$$

Amplitudes, fréquences et phases des modes sont donc commandées par la polarisation du milieu actif. Celle-ci, par la saturation en présence de l'oscillatio des modes et par ses non-linéarités , introduit entre les modes un couplage, variable dans le temps. Dans le cas de trois modes oscillants, Lamb, en développant la polarisation au troisième ordre en fonction du champ, obtient les équations suivantes pour les amplitudes et les phases.

$$(4a) \quad \dot{E}_1 = \alpha_1 E_1 - \beta_1 E_1^3 - \theta_{12} E_1 E_2^2 - \theta_{13} E_1 E_3^2 - (\eta_{23}\cos\psi + \xi_{23}\sin\psi) E_2^2 E_3$$

$$(4b) \quad \dot{E}_2 = \alpha_2 E_2 - \beta_2 E_2^3 - \theta_{21} E_2 E_1^2 - \theta_{23} E_2 E_3^2 - (\eta_{13}\cos\psi + \xi_{13}\sin\psi) E_1 E_2 E_3$$

$$(4c) \quad \dot{E}_3 = \underbrace{\alpha_3 E_3}_{(a)} - \underbrace{\beta_3 E_3^3}_{(b)} - \underbrace{\theta_{31} E_3 E_1^2 - \theta_{32} E_3 E_2^2}_{(c)} - \underbrace{(\eta_{21}\cos\psi + \xi_{21}\sin\psi) E_2^2 E_1}_{(d)}$$

$$(5a) \quad \nu_1 + \dot{\phi}_1 = \Omega_1 + \sigma_1 + \rho_1 E_1^2 + \tau_{12} E_2^2 + \tau_{13} E_3^2 + (\eta_{23}\sin\psi - \xi_{23}\cos\psi)\, E_2^2 E_3 E_1^{-1}$$

$$(5b) \quad \nu_2 + \dot{\phi}_2 = \Omega_2 + \sigma_2 + \rho_2 E_2^2 + \tau_{21} E_1^2 + \tau_{23} E_3^2 + (\eta_{13}\sin\psi - \xi_{13}\cos\psi)\, E_1 E_3$$

$$(5c) \quad \nu_3 + \dot{\phi}_3 = \underbrace{\Omega_3 + \sigma_3}_{(a)} + \underbrace{\rho_3 E_3^2}_{(b)} + \underbrace{\tau_{31} E_1^2 + \tau_{32} E_2^2}_{(c)} + \underbrace{(\eta_{21}\sin\psi - \xi_{21}\cos\psi)\, E_2^2 E_1 E_3^{-1}}_{(d)}$$

Dans les seconds membres des équations (4) et (5) interviennent des termes de même type, les uns liés aux composantes en phase, les autres aux composantes en opposition de phase de la polarisation par rapport au champ électrique. Il est donc possible, en première analyse, de ne s'occuper que de l'un des deux jeux d'équations pour caractériser les différents termes des seconds membres.

Considérons par exemple les équations (4) : les variations de l'amplitude d'un mode sont liées non seulement à ce mode par les termes (a) et (b), représentant le gain et la saturation propre, mais également aux autres modes par les termes (c) et (d). On peut distinguer le rôle des termes (c) et (d) en ce que les

premiers ne font intervenir que les amplitudes des modes, d'où une saturation croisée quasi-continue, les variations en $E_n(t)$ étant considérées comme lentes. Par contre, les termes (d) font, en plus, intervenir les fréquences et les phases de ces modes par l'intermédiaire de ψ. Ces termes représentent en fait l'influence sur le mode n du battement de fréquence voisine de ν_n dû aux autres modes.

Deux comportements différents sont donc à associer à ces termes de couplage :

Aux termes (c) sont associés les phénomènes de compétition entre modes, l'oscillation d'un mode diminuant le gain disponible pour ses voisins. Ce sont essentiellement ces phénomènes qui interviennent pour provoquer des régimes stables particuliers (régime monomode du laser Hélium-Néon muni d'une cellule absorbante de Néon [7] [8], régimes stables du laser à Argon avec des modes espacés de $n\frac{c}{2L}$ [9] [10]).

Aux termes (d) sont associés les phénomènes de blocage spontané en phase des modes d'un laser [4] [11] [12] [13]. Dans ce cas, le signal de sortie du laser est constitué d'impulsions fines répétitives de récurrence $n\frac{c}{2L}$. C'est à ce régime de fonctionnement que nous nous intéressons. Le plus souvent l'amplitude des termes (d) est trop faible pour provoquer la synchronisation des modes du laser. Aussi est-il nécessaire d'introduire un terme de couplage artificiel dans la polarisation du laser. Cela peut se faire de manière passive, au moyen d'absorbants saturables placés dans la cavité, ou de manière active, par modulation de la longueur optique ou de la surtension de la cavité.

Dans le premier cas, l'absorbant se comporte comme un élément fortement non-linéaire. On peut considérer de façon simple qu'on introduit dans la cavité un milieu actif absorbant dont les coefficients η_{nm} et ξ_{nm} sont plus élevés, par rapport aux coefficients α_n et β_n, que pour le milieu amplificateur. Lorsqu'on écrit les équations (4) et (5), correspondant à la présence simultanée des deux milieux dans la cavité, on constate que les termes (d) résultants peuvent être suffisamment forts pour entraîner la synchronisation des modes.

Dans le cas de la modulation active (ou modulation interne active) on fait varier l'indice, ou les pertes, d'un élément placé dans la cavité, à une fréquence voisine de la fréquence fondamentale de la cavité séparant deux modes

C_n et S_n étant les composantes de la polarisation que l'on définit par rapport au champ électrique par (3)

$$(3) \quad P_n(t) = C_n(t) \cos\left[\nu_n t + \phi_n(t)\right] + S_n(t) \sin\left[\nu_n t + \phi_n(t)\right]$$

Amplitudes, fréquences et phases des modes sont donc commandées par la polarisation du milieu actif. Celle-ci, par la saturation en présence de l'oscillation des modes et par ses non-linéarités , introduit entre les modes un couplage, variable dans le temps. Dans le cas de trois modes oscillants, Lamb, en développant la polarisation au troisième ordre en fonction du champ, obtient les équations suivantes pour les amplitudes et les phases.

$$(4a) \quad \dot{E}_1 = \alpha_1 E_1 - \beta_1 E_1^3 - \theta_{12} E_1 E_2^2 - \theta_{13} E_1 E_3^2 - (\eta_{23}\cos\psi + \xi_{23}\sin\psi) E_2^2 E_3$$

$$(4b) \quad \dot{E}_2 = \alpha_2 E_2 - \beta_2 E_2^3 - \theta_{21} E_2 E_1^2 - \theta_{23} E_2 E_3^2 - (\eta_{13}\cos\psi + \xi_{13}\sin\psi) E_1 E_2 E_3$$

$$(4c) \quad \dot{E}_3 = \underbrace{\alpha_3 E_3}_{(a)} - \underbrace{\beta_3 E_3^3}_{(b)} - \underbrace{\theta_{31} E_3 E_1^2 - \theta_{32} E_3 E_2^2}_{(c)} - \underbrace{(\eta_{21}\cos\psi + \xi_{21}\sin\psi) E_2^2 E_1}_{(d)}$$

$$(5a) \quad \nu_1 + \dot{\phi}_1 = \Omega_1 + \sigma_1 + \rho_1 E_1^2 + \tau_{12} E_2^2 + \tau_{13} E_3^2 + (\eta_{23}\sin\psi - \xi_{23}\cos\psi) E_2^2 E_3 E_1^{-1}$$

$$(5b) \quad \nu_2 + \dot{\phi}_2 = \Omega_2 + \sigma_2 + \rho_2 E_2^2 + \tau_{21} E_1^2 + \tau_{23} E_3^2 + (\eta_{13}\sin\psi - \xi_{13}\cos\psi) E_1 E_3$$

$$(5c) \quad \nu_3 + \dot{\phi}_3 = \underbrace{\Omega_3 + \sigma_3}_{(a)} + \underbrace{\rho_3 E_3^2}_{(b)} + \underbrace{\tau_{31} E_1^2 + \tau_{32} E_2^2}_{(c)} + (\eta_{21}\sin\psi \underbrace{- \xi_{21}\cos\psi}_{(d)}) E_2^2 E_1 E_3^{-1}$$

Dans les seconds membres des équations (4) et (5) interviennent des termes de même type, les uns liés aux composantes en phase, les autres aux composantes en opposition de phase de la polarisation par rapport au champ électrique. Il est donc possible, en première analyse, de ne s'occuper que de l'un des deux jeux d'équations pour caractériser les différents termes des seconds membres.

Considérons par exemple les équations (4) : les variations de l'amplitude d'un mode sont liées non seulement à ce mode par les termes (a) et (b), représentant le gain et la saturation propre, mais également aux autres modes par les termes (c) et (d). On peut distinguer le rôle des termes (c) et (d) en ce que les

premiers ne font intervenir que les amplitudes des modes, d'où une saturation croisée quasi-continue, les variations en $E_n(t)$ étant considérées comme lentes. Par contre, les termes (d) font, en plus, intervenir les fréquences et les phases de ces modes par l'intermédiaire de ψ. Ces termes représentent en fait l'influence sur le mode n du battement de fréquence voisine de ν_n dû aux autres modes.

Deux comportements différents sont donc à associer à ces termes de couplage :

Aux termes (c) sont associés les phénomènes de compétition entre modes, l'oscillation d'un mode diminuant le gain disponible pour ses voisins. Ce sont essentiellement ces phénomènes qui interviennent pour provoquer des régimes stables particuliers (régime monomode du laser Hélium-Néon muni d'une cellule absorbante de Néon [7] [8], régimes stables du laser à Argon avec des modes espacés de $n\frac{c}{2L}$ [9] [10]).

Aux termes (d) sont associés les phénomènes de blocage spontané en phase des modes d'un laser [4] [11] [12] [13]. Dans ce cas, le signal de sortie du laser est constitué d'impulsions fines répétitives de récurrence $n\frac{c}{2L}$. C'est à ce régime de fonctionnement que nous nous intéressons. Le plus souvent l'amplitude des termes (d) est trop faible pour provoquer la synchronisation des modes du laser. Aussi est-il nécessaire d'introduire un terme de couplage artificiel dans la polarisation du laser. Cela peut se faire de manière passive, au moyen d'absorbants saturables placés dans la cavité, ou de manière active, par modulation de la longueur optique ou de la surtension de la cavité.

Dans le premier cas, l'absorbant se comporte comme un élément fortement non-linéaire. On peut considérer de façon simple qu'on introduit dans la cavité un milieu actif absorbant dont les coefficients η_{nm} et ξ_{nm} sont plus élevés, par rapport aux coefficients α_n et β_n, que pour le milieu amplificateur. Lorsqu'on écrit les équations (4) et (5), correspondant à la présence simultanée des deux milieux dans la cavité, on constate que les termes (d) résultants peuvent être suffisamment forts pour entraîner la synchronisation des modes.

Dans le cas de la modulation active (ou modulation interne active) on fait varier l'indice, ou les pertes, d'un élément placé dans la cavité, à une fréquence voisine de la fréquence fondamentale de la cavité séparant deux modes

voisins. Cette modulation se traduit par la formation de bandes latérales associée à chaque mode. Les bandes latérales, en agissant sur la polarisation du milieu actif, sont à l'origine de termes semblables aux termes (d).

On est, en fait, toujours en face du problème de la synchronisation d'oscillateurs par des termes de type (d). Il importe donc de déterminer ce qui limite la synchronisation des modes et de voir à partir de quel seuil les non-linéarités permettent cette synchronisation. Nous envisagerons d'abord le cas du milieu actif amplificateur seul, auquel on peut rattacher directement le cas de l'absorbant saturable en prenant les paramètres convenables. Ensuite nous étudierons le cas de la modulation interne active.

I.2. - AUTOBLOCAGE DE TROIS MODES

Lamb [6] traite le problème du blocage en phase de trois modes par couplage naturel. Négligeant les termes en ρ_n et τ_{nm} devant les termes en σ_n, dans les équations (5), ce qui ne retire rien à la généralité du raisonnement, il obtient en formant : 2 x (5b) - (5a) - (5c) l'équation suivante :

$$(6) \quad \dot{\psi} = \sigma + A \sin\psi + B \cos\psi$$

où

$$\psi = (2\nu_2 - \nu_1 - \nu_3)t + 2\phi_2 - \phi_1 - \phi_3$$

$$\sigma = 2\sigma_2 - \sigma_1 - \sigma_3$$

A et B sont des fonctions des E_n, η_{nm}, ξ_{nm}, lentement variables avec le temps. Cette équation différentielle a une solution implicite lorsqu'on considère que σ, A et B sont des constantes.

$$(7) \quad t(\psi) = \int_{\psi_o}^{\psi} \frac{dx}{\sigma + A\sin x + B\cos x}$$

- Si $\sqrt{A^2+B^2} < |\sigma|$ la fonction à intégrer n'a pas de singularité et la solution est du type : $\psi - \psi_o = \sigma.t + a(t)$, a(t) étant un terme de fluctuation lente. Les trois modes représentés par E_1, E_2, E_3 oscillent indépendamment.

- Si $\sqrt{A^2 + B^2} \geq |\sigma|$ la fonction à intégrer devient infinie lorsque $\psi = -\text{Arc sin} \frac{\sigma}{\sqrt{A^2+B^2}} - \text{Arc tg} \frac{B}{A}$. Donc $t \to \infty$ lorsque ψ se rapproche de cette

valeur. Cela signifie que l'on a synchronisation des trois oscillateurs $\nu_2 - \nu_1 = \nu_3 - \nu_2$ et $2\phi_2 - \phi_1 - \phi_3$ = constante. Il est donc intéressant de voir à quoi correspondent les deux termes de l'inégalité de synchronisation :

$$(8) \quad \sqrt{A^2 + B^2} > |\sigma|$$

σ représente ici la dispersion des écarts de fréquence entre les modes (D.E.F.M.) lorsqu'on néglige la saturation du gain et les glissements de fréquence associés. On peut prendre en compte dans σ, de façon plus générale, les termes en ρ et τ négligés précédemment pour simplifier le formalisme.

$\sqrt{A^2 + B^2}$ est lié directement aux non-linéarités de la polarisation. En appelant C_{nd} et S_{nd} les composantes non linéaires (correspondant aux termes (d)) de la polarisation, on écrit, d'après (2) et (5) :

$$(9a) \quad \frac{\nu}{2\varepsilon_o}\left[\frac{2C_{2d}}{E_2} - \frac{C_{1d}}{E_1} - \frac{C_{3d}}{E_3}\right] = -A\sin\psi - B\cos\psi$$

$$(9b) \quad \frac{\nu}{2\varepsilon_o}\left[\frac{2S_{2d}}{E_2} - \frac{S_{1d}}{E_1} - \frac{S_{3d}}{E_3}\right] = A\cos\psi - B\sin\psi$$

d'où il vient :

$$(10) \quad \sqrt{A^2 + B^2} = \frac{\nu}{2\varepsilon_o}\left[\left(\frac{2C_{2d}}{E_2} - \frac{C_{1d}}{E_1} - \frac{C_{3d}}{E_3}\right)^2 + \left(\frac{2S_{2d}}{E_2} - \frac{S_{1d}}{E_1} - \frac{S_{3d}}{E_3}\right)^2\right]^{\frac{1}{2}}$$

L'inégalité de synchronisation prenant alors la forme suivante :

$$(11) \quad \boxed{|\sigma| \leq \frac{\nu}{2\varepsilon_o}\left[\left(\frac{2C_{2d}}{E_2} - \frac{C_{1d}}{E_1} - \frac{C_{3d}}{E_3}\right)^2 + \left(\frac{2S_{2d}}{2} - \frac{S_{1d}}{E_1} - \frac{S_{3d}}{E_3}\right)^2\right]^{\frac{1}{2}}}$$

Il est sans doute utile de noter que dans le cas des trois modes oscillants, les C_1 et C_3 ont des phases opposées à celle de C_2 quand le blocage se produit. Les S_n sont généralement faibles.

Pour vaincre la tendance naturelle à l'oscillation indépendante des modes due à la DEFM et avoir un blocage en phase spontané de trois modes, il importe que l'amplitude des termes de polarisation non linéaire soit suffisamment importante. Ce résultat, relatif à la synchronisation des trois modes, est déjà complexe mais permet d'avoir une idée de ce qui se passe dans le cas réel, lorsque de nombreux modes oscillent. On a alors, au voisinage de chaque mode, un grand nombre de battements. Ce sont les battements les plus intenses, provenant de l'intéraction des

modes voisins, qui sont, en général, les plus proches du mode considéré. En effet, la DEFM relative à des modes proches les uns des autres est généralement faible devant l'amplitude maximale de la DEFM globale. Le blocage des modes se développe donc, en première analyse, entre modes voisins, de proche en proche. Une vision très correcte du phénomène est donc apportée par l'étude du couplage de trois modes [4]

Remarques

Ne considérant qu'un mode et une source de synchronisation introduite dans la polarisation, l'inégalité (11) se réduit à :

$$(12) \quad \boxed{|\sigma| \leqslant \frac{\nu}{2\varepsilon_o}\left[\left(\frac{C_{1d}}{E_1}\right)^2 + \left(\frac{S_{1d}}{E_1}\right)^2\right]^{\frac{1}{2}} = \frac{\nu}{\varepsilon_o}\left|\frac{P_{1d}}{E_1}\right|}$$

P_{1d} étant la polarisation non linéaire provoquée par l'introduction de la source de synchronisation. Cette formule est identique à celle qu'ont trouvé Tang et Statz en faisant le calcul direct [14]. Ces auteurs se sont servis de cette formule pour étudier le blocage en phase des modes d'un laser par un absorbant saturable [3].

Il est possible de développer la formule (11) sous une forme simple, dans des cas particuliers où les expressions des coefficients η et ξ se simplifient c'est le cas lorsque les modes considérés ne sont pas au voisinage de la résonance ω_o ou lorsque le tube occupe dans la cavité une position telle que la composante de l'inversion de population : $N_2 = \frac{1}{L}\int_o^L N(t) \cos\frac{4\pi z}{L} dz$ s'annule.

Dans les deux situations envisagées, les coefficients η et ξ s'écrivent

$$\eta_{13} \simeq k2N_o, \quad \eta_{23} \simeq \eta_{21} \simeq -kN_o$$

$$\xi_{12} \simeq \xi_{13} \simeq \xi_{23} \simeq 0$$

L'inégalité (11) s'écrit alors :

$$(13) \quad \boxed{|\sigma| \leqslant kN_o\left[4E_1E_3 + E_2^2E_3E_1^{-1} + E_2^2E_1E_3^{-1}\right]}$$

σ est une fonction des divers paramètres du laser et représente, comme nous l'avons vu, la dispersion des écarts entre les fréquences des modes (DEFM).

$$N_o = \frac{1}{L}\int_o^L N(t)dz$$

$$k = \frac{\sqrt{\pi}}{16} \frac{|P_{12}|^4 \nu}{\varepsilon_o \hbar^3 Ku} \left| \frac{1}{(\Delta - \frac{j}{\tau_r})(\Delta - j\Delta\nu_H)} \right|$$

où p_{12} est l'élément de matrice du moment dipolaire de la transition

Ku est un paramètre lié à la largeur de la raie Doppler

$\frac{1}{\tau_r}$ est la probabilité de transition de l'état excité

$\Delta\nu_H$ est la largeur de la raie homogène

Δ est l'écart de pulsation entre modes.

Pour une même DEFM, la condition (13) est d'autant plus facilement remplie que :

- $|p_{12}|$ et E sont grands ;
- Δ est petit ;
- les termes N_o et Ku n'intervenant que linéairement ont une influence moindre.

Une étude détaillée de ces divers paramètres sera faite dans la troisième partie pour les lasers Hélium-Néon et Argon. On peut toutefois remarquer, dès à présent, que les absorbants saturables, introduits dans la cavité des lasers solides en vue d'obtenir des impulsions ultra-brèves, ont des durées de vie à l'état excité très courtes et donc des éléments de matrice du moment dipolaire (p_{12}) de valeur élevée. De plus, le fonctionnement de ces lasers en régime pulsé permet d'obtenir des champs de grande amplitude. Ces divers facteurs sont évidemment favorables à la vérification de la condition (13). [3]

I.3. - SYNCHRONISATION DE TROIS MODES PAR MODULATION INTERNE

Dans le cas de la modulation interne active (M.I.A.), le problème se pose de façon un peu plus complexe dans la mesure où interviennent simultanément la D.E.F.M. σ et le désaccord $\Delta\nu = \Delta - \nu_m$, $\frac{\nu_m}{2\pi}$ étant la fréquence de modulation.

Avant de voir l'influence de ces deux paramètres sur la synchronisation des modes, nous allons faire un court rappel sur la M.I.A.

I.3.1. - Rappel sur la modulation interne active

En faisant varier la longueur optique (modulation de phase M.Φ.) ou la surtension de la cavité (modulation de perte M.A.) à une fréquence $\frac{\nu_m}{2\pi}$ proche de la fréquence fondamentale de la cavité $\frac{c}{2L}$, séparant deux modes voisins, il est

possible d'introduire un couplage entre les phases $\phi_n(t)$ et les amplitudes $E_n(t)$. Le laser muni d'un modulateur interne étant un système soumis à une perturbation périodique dans le temps, est caractérisé par une fonction propre de la forme $\exp(j\omega t).f(t)$, $f(t)$ ayant la périodicité de la modulation. Ce mode propre ayant plusieurs composantes spectrales sera par la suite appelé mode global, par opposition à un mode libre. La modulation se fait généralement à l'aide d'un cristal placé à l'intérieur de la cavité et dont on module les propriétés de transmission par une excitation électrique ou acoustique. Le couplage introduit peut conduire à une synchronisation de l'ensemble des modes si l'amplitude de la modulation est suffisante et le désaccord $\Delta\nu$ faible.

Supposant une modulation sinusoïdale, le couplage introduit entre les modes est déterminé par l'excursion de phase $\delta\phi$ en M.Φ. [15] ou par l'indice de modulation α_c en M.A. [2]. Ces grandeurs sont liées aux amplitudes maximum de l'excursion de phase $\Delta\phi$ et de l'atténuation en puissance α_a introduites par le modulateur supposé uniforme par les relations suivantes, avec les notations de la figure 1.

$$(14) \quad \delta\phi = \Delta\phi \; \frac{2L}{\pi l}.\sin\frac{\pi}{2L}(L_2-L_1).\cos\frac{\pi}{2L}(L_2+L_1)$$

$$(15) \quad \alpha_c = \alpha_a \; .\frac{L}{\pi l}.\sin\frac{\pi}{2L}(L_2-L_1).\cos\frac{\pi}{2L}(L_2+L_1)$$

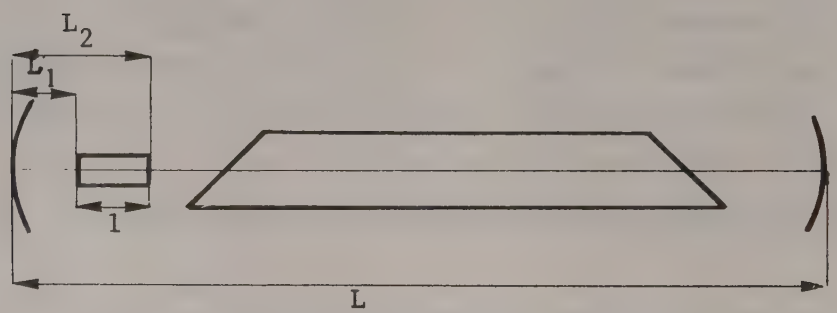


Fig. 1 Schéma d'un laser avec son modulateur interne

En M.A., le signal de sortie consiste, pour de faibles désaccords, en un train permanent d'impulsions répétitives de durée voisine de $\frac{2\pi}{\Delta\nu}$ et de fréquence de récurrence $\frac{\nu_m}{2}$. Lorsque le désaccord augmente, le couplage des modes diminue, accompagné d'une baisse de la puissance émise par le laser pouvant aller jusqu'à l'extinction.

En M.Φ., on retrouve le même comportement pour de faibles désaccords. Par contre, lorsque le désaccord augmente, il existe une plage où le signal émis

est une onde modulée en fréquence, les divers modes ayant alors des amplitudes très différentes de celles des modes libres. Nous nous intéresserons à ce régime uniquement comme moyen de détermination expérimentale de l'excursion de phase de la modulation.

Ces divers signaux optiques correspondent aux résultats généraux des théories très complètes développées par Harris et Mc Duff [2] [15].

L'étude de la synchronisation de deux modes par modulation de phase ou d'amplitude a déjà été faite et conduit à des conditions d'existence simples [1]. Cependant afin de mettre en évidence le rôle joué par la dispersion, il est nécessaire d'envisager le cas de trois modes oscillants.

Dans les deux cas (M.A. et M.Φ.), nous écrivons les équations établies par Harris et McDuff [2] [15], équivalentes aux équations (5).

I.3.2. - Cas de la M.A.

$$(16a)\quad \nu_1 + \dot{\phi}_1 = \Omega_1 + \sigma_1 + \alpha_c \frac{c}{2L}\left[\frac{E_2}{E_1}\sin\left[(\nu_2-\nu_1-\nu_m)t + \phi_2 - \phi_1\right]\right]$$

$$(16b)\quad \nu_2 + \dot{\phi}_2 = \Omega_2 + \sigma_2 + \alpha_c \frac{c}{2L}\left[-\frac{E_1}{E_2}\sin\left[(\nu_2-\nu_1-\nu_m)t+\phi_2-\phi_1\right]+\frac{E_3}{E_2}\sin\left[(\nu_3-\nu_2-\nu_m)t + \phi_3 - \phi_2\right]\right]$$

$$(16c)\quad \nu_3 + \dot{\phi}_3 = \Omega_3 + \sigma_3 + \alpha_c \frac{c}{2L}\left[-\frac{E_2}{E_3}\sin\left[(\nu_3-\nu_2-\nu_m)t + \phi_3 - \phi_2\right]\right]$$

Lorsque les modes se synchronisent, on peut écrire :

$$\nu_3 - \nu_2 = \nu_2 - \nu_1 = \nu_m$$

$$\dot{\phi}_1 = \dot{\phi}_2 = \dot{\phi}_3 = \dot{\phi}$$

On peut de plus choisir arbitrairement $\nu_2 = \Omega_2$, tout décalage de fréquence de l'ensemble de l'oscillation pouvant être inclus dans $\dot{\phi}$.

Posant $\psi_1 = \phi_2 - \phi_1$ et $\psi_2 = \phi_3 - \phi_2$, nous écrivons :

$$(17a)\quad \dot{\psi}_1 = (\Delta\nu + \sigma_2 - \sigma_1) + \alpha_c \frac{c}{2L}\left\{-\left[\frac{E_2}{E_1} + \frac{E_1}{E_2}\right]\sin\psi_1 + \frac{E_3}{E_2}\sin\psi_2\right\}$$

$$(17b)\quad \dot{\psi}_2 = (\Delta\nu + \sigma_3 - \sigma_2) + \alpha_c \frac{c}{2L}\left\{\frac{E_1}{E_2}\sin\psi_1 - \left[\frac{E_2}{E_3} + \frac{E_3}{E_2}\right]\sin\psi_2\right\}$$

Ayant supposé la synchronisation réalisée, nous avons $\dot{\psi}_1 = \dot{\psi}_2 = 0$, $\sin\psi_1$ et $\sin\psi_2$ sont alors déterminés par le système (17) qui doit avoir des solutions réelles. Posons $\lambda_1 = \frac{E_1}{E_2}$ $\lambda_2 = \frac{E_3}{E_2}$. Il vient comme solution :

$$(18a) \quad \sin\psi_1 = \frac{2L}{\alpha_c c} \frac{\lambda_2(\Delta\nu+\sigma_3-\sigma_2) + (\lambda_2+\lambda_2^{-1})(\Delta\nu+\sigma_2-\sigma_1)}{(\lambda_1+\lambda_1^{-1})(\lambda_2+\lambda_2^{-1}) - \lambda_1\lambda_2} = \frac{2L}{\alpha_c c} A_1$$

$$(18b) \quad \sin\psi_2 = \frac{2L}{\alpha_c c} \frac{(\lambda_1+\lambda_1^{-1})(\Delta\nu+\sigma_3-\sigma_2) + \lambda_1(\Delta\nu+\sigma_2-\sigma_1)}{(\lambda_1+\lambda_1^{-1})(\lambda_2+\lambda_2^{-1}) - \lambda_1\lambda_2} = \frac{2L}{\alpha_c c} A_2$$

A_1 et A_2 sont des fonctions linéaires croissantes de $\Delta\nu$, en considérant λ_1 et λ_2 comme invariants lorsque l'on change la fréquence de modulation.

Lorsqu'il y a synchronisation, les équations (18) ont des solutions réelles. Le désaccord est tel que $|A_1|$ et $|A_2|$ sont alors inférieurs à $\frac{\alpha_c c}{2L}$. On définit un seuil de synchronisation par α_{co} tel que pour cette valeur, il existe encore une valeur possible $\Delta\nu_o$ du désaccord entraînant la synchronisation (cf. fig. 2). On a alors

$$|A_1| = |A_2| = \frac{c}{2L} \alpha_{co}$$

Pour les valeurs de α_c supérieures à α_{co}, il existe une plage de synchronisation.

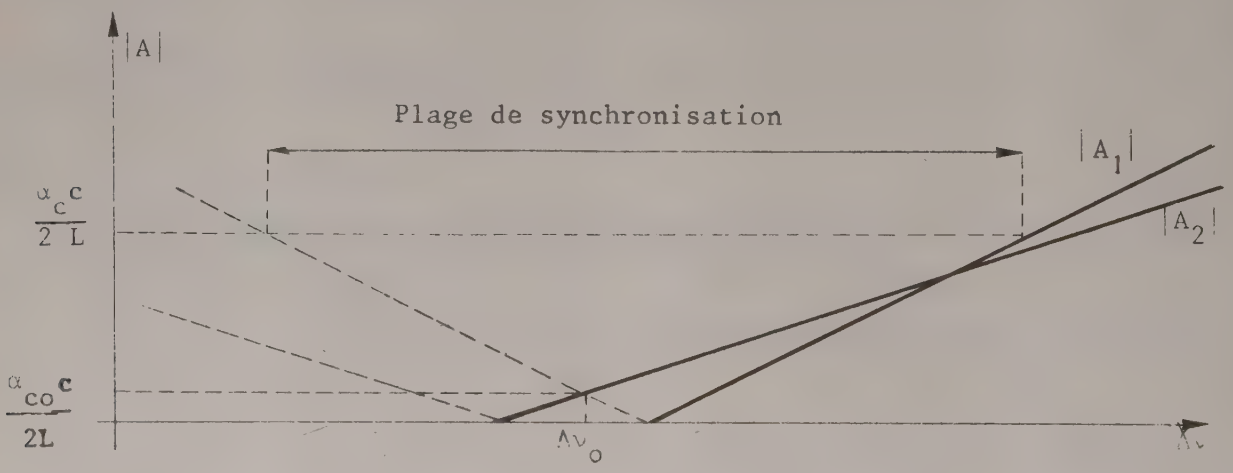


Fig. 2 : Plage de synchronisation dans le plan |A|, $\Delta\nu$, pour trois modes.

A_1 et A_2 étant des fonctions croissantes de $\Delta\nu$ (λ_1 et λ_2 sont positifs), on peut écrire au seuil : $A_1 = -A_2$. Les dénominateurs étant égaux, on a :

$$(19) \quad (\Delta\nu_o + \sigma_3 - \sigma_2)(\lambda_1 + \lambda_1^{-1} + \lambda_2) + (\Delta\nu_o + \sigma_2 - \sigma_1)(\lambda_1 + \lambda_2 + \lambda_2^{-1}) = 0$$

soit

$$(20) \qquad \Delta\nu_o = - \frac{(\sigma_3 - \sigma_2)\ (\lambda_1 + \lambda_1^{-1} + \lambda_2) + (\sigma_2 - \sigma_1)\ (\lambda_1 + \lambda_2 + \lambda_2^{-1})}{2\ (\lambda_1 + \lambda_2) + \lambda_1^{-1} + \lambda_2^{-1}}$$

et

$$(21) \qquad A_{10} = \frac{\sigma_3 + \sigma_1 - 2\sigma_2}{2\ (\lambda_1 + \lambda_2) + \lambda_1^{-1} + \lambda_2^{-1}}$$

De même que dans le cas de la synchronisation naturelle des modes (auto-blocage) $\sigma = \sigma_3 + \sigma_1 - 2\sigma_2$ (ou DEFM) tient compte en fait des glissements de fréquence dus à la saturation du gain.

Finalement, une condition nécessaire à l'existence d'une synchronisation stable est que l'amplitude minimum de la modulation satisfasse l'inégalité suivante :

$$(22) \qquad \boxed{\alpha_{co} \geqslant \frac{2L}{c} |\sigma| \frac{1}{2\ (\lambda_1 + \lambda_2) + \lambda_1^{-1} + \lambda_2^{-1}}}$$

De cette formule, il faut retenir que la modulation à introduire entre les modes croît avec la dispersion relative, c'est à dire avec la dispersion comparée à l'écart entre modes.

Il faut également remarquer que lorsque $\Delta\nu$ s'écarte de l'optimum, l'indice de modulation α_c nécessaire pour bloquer les modes en phase croît de façon à peu près linéaire (cf. fig. 2).

I.3.3. - Cas de la M.Φ.

Les équations de Harris et McDuff s'écrivent alors :

$$(23a) \qquad \nu_1 + \dot{\phi}_1 = \Omega_1 + \sigma_1 - \delta\phi \frac{c}{2L} \left[\frac{E_2}{E_1} \cos \left[(\nu_2 - \nu_1 - \nu_m)t + \phi_2 - \phi_1\right]\right]$$

$$(23b) \qquad \nu_2 + \dot{\phi}_2 = \Omega_2 + \sigma_2 - \delta\phi \frac{c}{2L} \left[\frac{E_1}{E_2} \cos\left[(\nu_2 - \nu_1 - \nu_m)t + \phi_2 - \phi_1\right] + \frac{E_3}{E_2} \cos \left[(\nu_3 - \nu_2 - \nu_m)t + \phi_3 - \phi_2\right]\right]$$

$$(23c) \qquad \nu_3 + \dot{\phi}_3 = \Omega_3 + \sigma_3 - \delta\phi \frac{c}{2L} \left[\frac{E_2}{E_3} \cos \left[(\nu_3 - \nu_2 - \nu_m)t + \phi_3 - \phi_2\right]\right]$$

Avec les hypothèses et les notations utilisées dans le cas précedent, nous écrivons

$$(24a)\quad \dot{\psi}_1 = (\Delta\nu + \sigma_2 - \sigma_1) + \delta\phi\,\frac{c}{2L}\left[(\lambda_1^{-1} - \lambda_1)\cos\psi_1 - \lambda_2\cos\psi_2\right]$$

$$(24b)\quad \dot{\psi}_2 = (\Delta\nu + \sigma_2 - \sigma_2) + \delta\phi\,\frac{c}{2L}\left[\lambda_1\cos\psi_1 - (\lambda_2^{-1} - \lambda_2)\cos\psi_2\right]$$

A ces équations, correspondent, lorsque la synchronisation se réalise, les solutions suivantes :

$$(25a)\quad \cos\psi_1 = \frac{2L}{\delta\phi c}\,\frac{\lambda_2(\Delta\nu + \sigma_3 - \sigma_2) - (\lambda_2^{-1} - \lambda_2)(\Delta\nu + \sigma_2 - \sigma_1)}{(\lambda_1^{-1} - \lambda_1)(\lambda_2^{-1} - \lambda_2) - \lambda_1\lambda_2} = \frac{2L}{\delta\phi c}B_1$$

$$(25b)\quad \cos\psi_2 = \frac{2L}{\delta\phi c}\,\frac{\lambda_1(\Delta\nu + \sigma_2 - \sigma_1) - (\lambda_1^{-1} - \lambda_1)(\Delta\nu + \sigma_3 - \sigma_2)}{(\lambda_1^{-1} - \lambda_1)(\lambda_2^{-1} - \lambda_2) - \lambda_1\lambda_2} = \frac{2L}{\delta\phi c}B_2$$

Deux cas sont à envisager suivant le signe de

$$(2\lambda_2 - \lambda_2^{-1})\quad (2\lambda_1 - \lambda_1^{-1})$$

Si cette quantité est positive, B_1 et B_2 ont des pentes de même signe en fonction de $\Delta\nu$. Comme dans le cas de la M.A., $\Delta\nu_o$ est déterminé par l'égalité, au signe près, des numérateurs de B_1 et B_2 (fig. 2). Il vient alors :

$$(26)\quad \Delta\nu_o = -\,\frac{(\sigma_3 - \sigma_2)(\lambda_1^{-1} - \lambda_1 - \lambda_2) + (\sigma_2 - \sigma_1)(\lambda_2^{-1} - \lambda_1 - \lambda_2)}{(\lambda_1^{-1} + \lambda_2^{-1}) - 2(\lambda_1 + \lambda_2)}$$

d'où

$$(27)\quad B_{10} = \frac{\sigma_3 + \sigma_1 - 2\sigma_2}{\lambda_1^{-1} + \lambda_2^{-1} - 2(\lambda_1 + \lambda_2)}$$

La condition nécessaire à la synchronisation s'écrit alors :

$$(28)\quad \delta\phi_o \geq \frac{2L}{c}\left|\sigma_3 + \sigma_1 - 2\sigma_2\right|\,\frac{1}{\left|(2\lambda_1 - \lambda_1^{-1}) + (2\lambda_2 - \lambda_2^{-1})\right|}$$

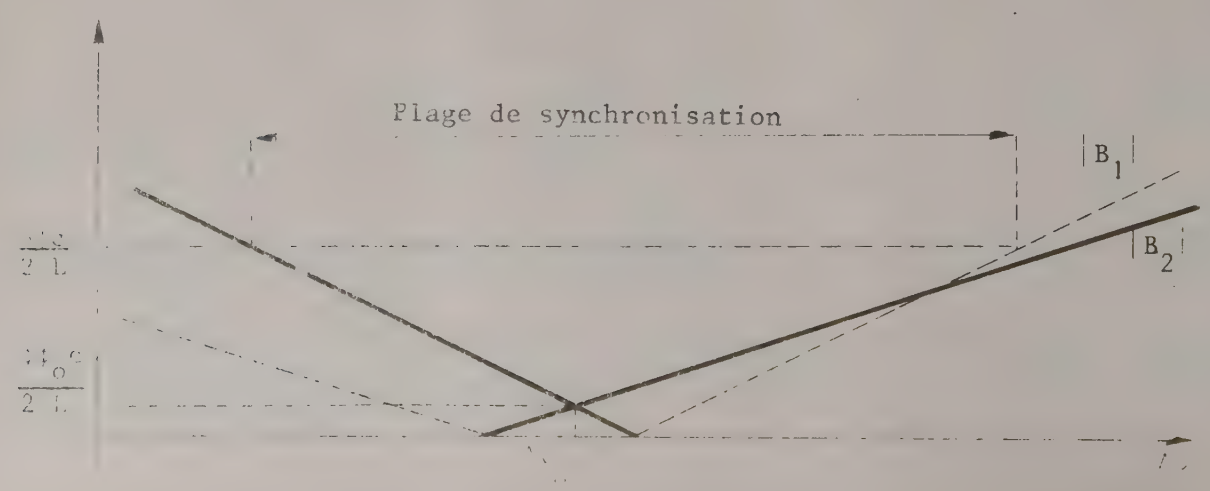


Fig. 3 : Plage de synchronisation dans le plan $|B|$, $\Delta\nu$, pour trois modes

Lorsque la quantité $(2\lambda_2 - \lambda_2^{-1})\ (2\lambda_1 - \lambda_1^{-1})$ est négative, B_1 et B_2 ont des pentes de signes opposés (fig. 5). $\Delta\nu$ est déterminé par l'égalité des numérateurs : on obtient alors comme condition nécessaire d'existence d'un régime stable :

$$(29)\quad \delta\phi_o \geq \frac{2L}{c}\,|\sigma|\,\frac{1}{|(2\lambda_1 - \lambda_1^{-1}) - (2\lambda_2 - \lambda_2^{-1})|}$$

Les deux inégalités (28) et (29) se mettent finalement sous une même forme :

$$(30)\quad \boxed{\delta\phi_o \geq \frac{2L}{c}\,|\sigma|\,\frac{1}{|2\lambda_1 - \lambda_1^{-1}| + |2\lambda_2 - \lambda_2^{-1}|}}$$

On remarquera que cette inégalité ressemble à celle obtenue en M.A. La dispersion joue donc, comme on pouvait s'en douter, un rôle analogue dans les deux cas.

La situation où le dénominateur de l'expression (30) s'annule est très particulière ($E_1=E_3=\frac{E_2}{\sqrt{2}}$). En effet de telles valeurs relatives existent lorsque les trois modes sont centrés sur la courbe de gain (la DEFM, σ tend alors vers une valeur nulle pour une courbe de gain symétrique). De plus il faut un certain rapport entre le gain et les pertes pour que les amplitudes des modes libres satisfassent à $E_1=E_3=E_2/\sqrt{2}$.

Si les inégalités (22) et (30) font toutes deux intervenir la DEFM σ et l'écart entre modes $\Delta\nu$, elles restent toutefois très différentes par les facteurs faisant intervenir les rapports d'amplitude. Ces deux inégalités qui correspondent à des conditions nécessaires mais non suffisantes de synchronisation, n'ont été établies que pour montrer l'importance de la dispersion.

En fait, une analyse plus fine des conditions de synchronisation serait nécessaire. Ainsi on peut remarquer que dans l'analyse précédente, les inégalités de synchronisation ont été établies à l'aide des expressions des sin ψ pour la M.A., des cos ψ pour la M.ϕ. Or une synchronisation des modes idéale, tant par modulation de phase que d'amplitude, correspond à des modes pratiquement en phase ($\phi_n - \phi_{n-1} \neq 0$). Dans ce cas, on a : $\sin\psi \neq 0$, $\cos\psi \neq 1$.

Il est donc souhaitable, pour caractériser la stabilité de la modulation réelle, de considérer les seules expressions de type $\sin\psi$ qui doivent être les plus faibles possibles. Ainsi l'inégalité (30) établie dans le cas de la M.ϕ. à l'aide de $\cos\psi$ n'est-elle guère intéressante pour caractériser la stabilité de la modulation.

Par la suite, quand nous aurons à parler de stabilité, nous utiliserons les formules établies, dans le cas général d'un grand nombre de modes, par Harris et McDuff [2] [15] :

$$(31) \qquad \sin(\phi_n - \phi_{n-1}) = \frac{1}{E_n E_{n-1}} \frac{1}{\delta\phi} \sum_{m=n}^{\infty} (g_m - a) E_m^2$$

$$(32) \qquad \sin(\phi_n - \phi_{n-1}) = \frac{1}{E_n E_{n-1}} \frac{1}{\alpha_c} \sum_{m=n}^{\infty} \left(\dot{\phi}\frac{2L}{c} - m\frac{2L}{c}\Delta\nu + \frac{\nu L}{c}\chi'_m\right) E_m^2$$

Dans la seconde de ces expressions apparaît implicitement la dispersion (par l'intermédiaire de χ') qui oblige à avoir une excursion minimum α_c. Par contre, dans l'expression (31) ce sont les gains saturés qui interviennent dans la sommation.

La synchronisation des modes est d'autant plus stable que les valeurs des sinus sont plus faibles.

II - ETUDE DE LA DISPERSION

Dans la partie précédente, nous avons considéré un modèle simple de laser, avec seulement trois modes oscillants. Nous avons constaté que les possibilités d'autoblocage et la facilité à bloquer les modes par modulation interne sont liées à la valeur de la dispersion des écarts entre fréquence de mode (D.E.F.M.). Dans les cas réels où de nombreux modes sont excités, (une dizaine pour l'Hélium-Néon, une quarantaine pour l'Argon), les seuils de synchronisation sont évidemment plus complexes à déterminer. Cependant, il est raisonnable de penser que, dans ce cas également, la difficulté à bloquer les modes est directement liée à la dispersion. Cette grandeur, fonction des divers paramètres caractéristiques du laser, est étudiée dans cette partie, dans le cas de raies inhomogènes.

Nous abandonnons ici l'analyse de Lamb, pour nous intéresser, non plus à l'évolution des amplitudes et fréquences d'oscillation de chacun des modes, mais à la D.E.F.M. de l'ensemble de l'oscillation.

Le milieu actif laser peut être caractérisé par sa polarisation ou sa susceptibilité. C'est au moyen de cette dernière que nous étudierons l'influence sur la D.E.F.M. des quatre paramètres suivants :

- gain du laser
- pertes de la cavité
- écarts des modes en fréquence
- largeur de la raie homogène

II.1. - RAPPEL

Nous commençons par faire un rappel concernant le gain et les pertes du laser afin de préciser les notions auxquelles nous aurons recours par la suite

Nous écrivons la susceptibilité du milieu actif sous la forme

(33) $\chi = \chi' - j\,\chi''$

Cette susceptibilité est liée au gain et au déphasage subis par une onde pour un aller d'un miroir à l'autre par la relation :

$$(34)\quad j\,\nu\,\frac{L}{2\,c}\,\chi = j\theta + G$$

soit

$$(35)\quad \chi'\,\frac{\nu}{2}\,\frac{L}{c} = \theta$$

$$(36)\quad \chi''\,\frac{\nu}{2}\,\frac{L}{c} = G$$

A G, gain en amplitude du champ pour un passage, on préfèrera par la suite g, gain en puissance pour un passage.

$$(37)\quad g\,(\nu_n) = 2G = \nu_n\,\frac{L}{c}\;\chi''\,(\nu_n)$$

De même plutôt que θ, on utilisera σ :

$$(38)\quad \sigma\,(\nu_n) = -\,\frac{\nu_n}{2}\;\chi'\,(\nu_n)$$

σ ainsi défini tient compte, non seulement du σ de (5) mais également des termes en ρ, τ, ...

Enfin, nous caractérisons les pertes en puissance subies par l'onde lumineuse pour un aller dans la cavité par a, que l'on considérera identique pour tous les modes oscillants (TEM_{ooq})

$$(39)\quad a = \nu\,\frac{L}{c}\,\frac{1}{Q} = a_o\ \text{(pertes internes)} + \frac{\tau}{2}\ \text{(pertes de couplage)}$$

Lorsque le gain est supérieur aux pertes, on a oscillation d'un ou de plusieurs modes. Ceux-ci, par émission stimulée, sont à l'origine d'une saturation du gain de telle sorte que pour les fréquences des modes oscillants, on a :

$$g\,(\nu_n) \not= a$$

Dans le cas de raies à élargissement inhomogène, on écrit de façon simple [16]

$$(40)\quad g\,(\nu_n) = \frac{g_o\,(\nu_n)}{\sqrt{1 - \Sigma_m 2\beta_{nm} E_m^2}} = a$$

β_{nm} étant un paramètre de saturation.

Pour de faibles signaux, ($\sum_m 2\beta_{nm} E_m^2 \ll 1$), il est possible de développer

cette formule et d'écrire

$$(41) \quad g(\nu_n) = g_o(\nu_n)\left(1 - \sum_m \beta_{nm} E_m^2\right)$$

Par la suite, nous utiliserons ce développement, bien que nous ne soyons jamais en pratique dans le cas de faibles signaux. Les théories de Lamb [6], de Harris et Mc Duff [2] [15] ont montré qu'il est possible de comprendre le comportement des lasers à gaz à l'aide de ce modèle simple.

II.2. - INFLUENCE DU GAIN ET DES PERTES SUR LA DISPERSION EN L'ABSENCE DE SATURATION

Déphasage et gain d'un milieu actif sont liés par la relation de Kramers-Kronig, que nous écrivons :

$$(42) \quad \chi'(\nu) = \text{Valeur Principale} \left[\frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\chi''(\nu')\, d\nu'}{\nu - \nu'} \right]$$

Les lasers à gaz, à raies d'émission élargies par effet Doppler, ont une courbe de gain inhomogène de forme gaussienne. A celle-ci est associée une courbe de phase parfaitement déterminée (Fig. 4), qui précise la valeur de la fréquence de résonance du mode n :

$$(43) \quad \nu_n = \nu_{no}\left(1 - \frac{\chi'_n}{2}\right) = \nu_{no} + \sigma_n$$

χ'_n étant une fonction non linéaire de la fréquence au voisinage de la résonance, il apparaît que les divers modes longitudinaux TEM_{ooq} ne sont pas exactement équidistants, ce qui constitue un obstacle à leur synchronisation spontanée.

Nous avons vu, dans la première partie, que ce ne sont pas les écarts de fréquence σ_n qui importent mais bien plutôt la dispersion des écarts successifs par rapport à une droite. En effet, des modes équidistants sont caractérisés par :

$$\nu_m - \nu_n = \Omega_m + \Omega_n + \sigma_m - \sigma_n = k.(m - n)$$

Comme $\Omega_m - \Omega_n = (m - n)\,\Delta\Omega$, l'équidistance des modes s'écrit :

$$\sigma_m - \sigma_n = k_1 (m - n)$$

Lorsque des modes oscillent sur une certaine bande de fréquence $\Delta\nu_{osc}$, une grandeur intéressante pour caractériser la dispersion des fréquences des modes sera σ_g défini sur la courbe $\sigma(\nu)$ (Fig. 4). σ_g varie avec la largeur du spectre de l'oscillation ; comme σ_n, σ_g croit avec le gain.

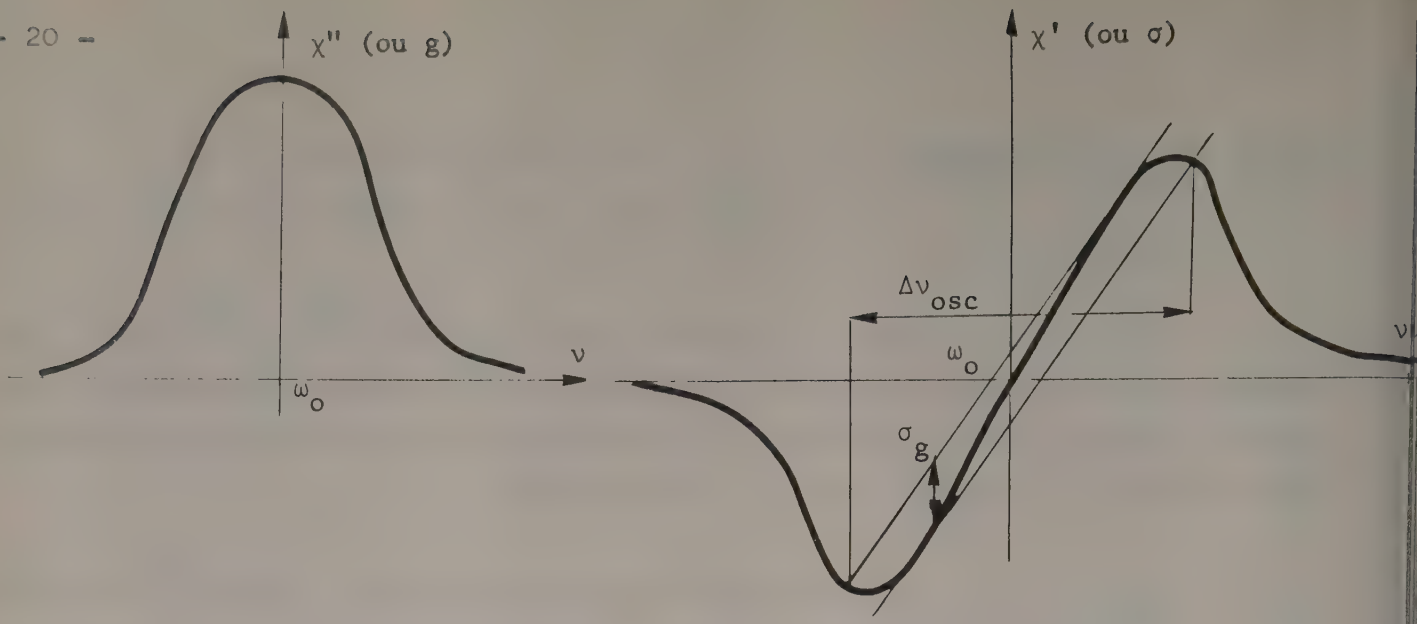


Figure 4

Courbe de gain et de phase d'un milieu actif

II.3. - ETUDE DE LA DISPERSION EN PRESENCE DE SATURATION

L'oscillation des modes, par le phénomène de saturation modifie profondément la forme de la courbe de gain à élargissement inhomogène et donc celle de la dispersion. Pour des raies dont la largeur homogène $\Delta\nu_H$ est faible devant l'écart de fréquence entre modes (Δ), la courbe de gain est modifiée, mais peu, par l'entrée en oscillation du laser ("hole burning" de Bennett [18]). Il en va de même pour la courbe de phase. Dans le cas de raies homogènes dont la largeur est de l'ordre de grandeur de Δ, ou plus grande, la partie de la courbe de gain située au-dessus du niveau des pertes peut disparaître presque entièrement du fait de l'oscillation. Il en résulte alors une modification importante de la dispersion.

Le laser Hélium-Néon ($\Delta\nu_H \sim 60$ MHz, $\Delta \sim 100$ MHz) doit être considéré comme intermédiaire entre ces deux types de saturation. Le laser à Argon ($\Delta\nu_H \sim 500$ MHz, $\Delta \sim 100$ MHz) relève essentiellement du second type.

II.3.1. - Choix des paramètres

Nous nous proposons maintenant de calculer l'évolution de la dispersion, en fonction des divers paramètres qui la déterminent. Les paramètres sont les largeurs des raies homogènes et inhomogènes, l'écart de fréquence entre modes et le niveau de l'oscillation (que l'on définit par g_o/a).

- Les écarts de fréquence entre modes TEM_{ooq} seront pris voisins de 100 MHz. Cela correspond, en effet, aux longueurs des lasers à Argon classiques et à celles des lasers Hélium-Néon permettant d'avoir des puissances de sortie de quelques dizaines de mW.

- Les raies homogènes seront prises de largeur variable afin d'étudier l'évolution de la dispersion par rapport à ce paramètre. De plus, celui-ci sera toujours pris

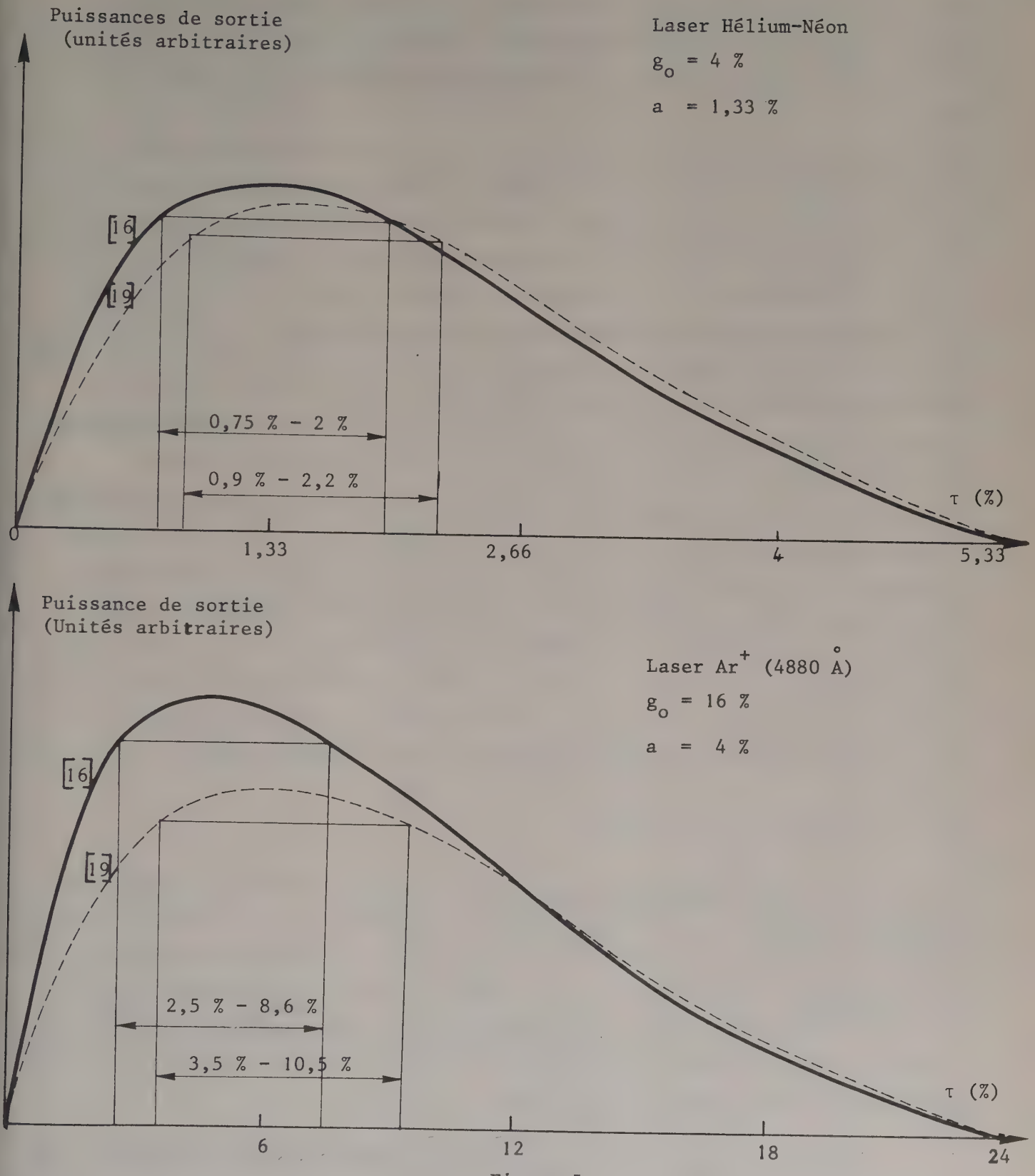


Figure 5

Puissance de sortie des lasers Ar et He-Ne, en fonction du coefficient de transmission du miroir de sortie supposé sans pertes d'après [16] et [19]. On a représenté dans chaque cas les plages où la puissance est à moins de 10 % de sa valeur maximum

faible devant la largeur de la raie Doppler, ce qui est vérifié pour les deux types de laser ($\Delta\nu_H << \Delta\nu_D$). On verra par la suite qu'il est possible de déduire de l'influence sur la dispersion de la raie naturelle, celle de l'écart entre modes.

- Le niveau de l'oscillation (rapport gain à pertes) est, en grande partie, déterminé par le gain du milieu actif. En effet, on désire généralement recueillir du laser une puissance optique maximum. Pour cela, il est nécessaire de respecter un certain rapport entre le gain g_o et les pertes a. Pour les lasers à gaz, à élargissement inhomogène de la raie d'émission, diverses études ont été faites, qui donnent les variations de la puissance de sortie en fonction de la transmission du miroir de sortie, avec comme paramètre les pertes internes. White et al [19] envisagent le cas où $\Delta < \Delta\nu_H$; Rigrod [16], quant à lui, considère le cas où $\Delta > \Delta\nu_H$. Les expressions obtenues s'accordent assez bien aux résultats expérimentaux obtenus soit avec le laser à Argon, soit avec le laser Hélium-Néon.

La figure 5 reproduit les variations de la puissance de sortie obtenue à partir des expressions des deux auteurs, en fonction des gains et des pertes. On remarque qu'il existe, dans les deux cas, une large plage possible pour le choix du coefficient de couplage. Ainsi, pour un laser Hélium-Néon ($g_o \sim 4$ %, $a_o \sim 1{,}3$ %), on peut choisir des coefficients de réflexion de 99,5 % à 98 %. Pour le laser à Argon ($g_o \sim 16$ %, $a_o \sim 4$ %) la gamme va de 97 % à 91 %. Pour des raisons que nous discuterons plus loin, nous adoptons le plus souvent des coefficients de 98 % pour le laser Hélium-Néon, 95 % pour le laser à Argon.

II.3.2. - Calcul de la dispersion

On utilise à nouveau la relation de Kramers-Kronig, après avoir déterminé la courbe de gain saturé [3]. Les résultats ne sont guère modifiés suivant que l'on choisit pour la raie inhomogène un modèle Gaussien ou Lorentzien. On choisit ce dernier, ce qui permet une utile comparaison avec la courbe de dispersion calculée par Statz, dans un cas particulier [3]. Par ailleurs, on utilise pour la saturation du gain, un modèle simple que l'on considère valable pour traiter ce problème.

Enfin, on suppose les modes du laser centrés par rapport à la courbe de gain. Dans le cas réel, où les modes sont dans des positions quelconques, on remarquera que l'on se rapproche alors du cas d'une saturation plus complète du gain. En effet, du fait des allers et retours dans la cavité, chaque mode creuse deux trous symétriques par rapport à ω_o dans la courbe de gain [18].

Afin de déterminer celle-ci, nous écrivons que le gain saturé est égal aux pertes pour chaque mode oscillant : Quel que soit m,

$$(44)\quad \frac{g_o}{1 + \left(2\,\frac{\nu_m - \omega_o}{\Delta\nu_D}\right)^2}\left[1 - \sum_n \beta_{nm} E_n^2\right] = a$$

où

$$\beta_{nm} = \frac{\beta_o}{1 + \left(2\,\frac{\nu_m - \nu_n}{\Delta\nu_H}\right)^2}$$

g_o/a, Δ, $\Delta\nu_H$, et $\Delta\nu_D$ étant connus, la relation (44) permet de calculer les $\beta_o E_n^2$.

La courbe de gain saturée est alors parfaitement déterminée et la dispersion est donnée par :

$$(45)\quad \sigma(\nu) = -\frac{c}{2L}\cdot\frac{1}{\pi}\,\text{V.P.}\left[\int_{-\infty}^{+\infty}\frac{g(\nu')}{\nu - \nu'}\,d\nu'\right]$$

$$= -\frac{c}{2L}\cdot\frac{1}{\pi}\,\text{V.P.}\left[\int_{-\infty}^{+\infty}\frac{g_o\left[1 - \sum_m \beta_{\nu',\nu_m} E_m^2\right]d\nu'}{\left[1 + \left(2\,\frac{\nu' - \omega_o}{\Delta\nu_D}\right)^2\right].(\nu - \nu')}\right]$$

soit

$$(46)\quad \sigma(\nu) = -\frac{1}{\pi}\,\frac{c}{2L}\,\text{V.P.}\left\{\int_{-\infty}^{+\infty}\frac{g_o\,d\nu'}{\left[1 + \left(2\,\frac{\nu' - \omega_o}{\Delta\nu_D}\right)^2\right](\nu - \nu')}\right.$$

$$\left. - \sum_m \int_{-\infty}^{+\infty}\frac{g_o\,\beta_o\,E_m^2\,d\nu'}{\left[1 + \left(2\,\frac{\nu' - \omega_o}{\Delta\nu_D}\right)^2\right](\nu - \nu')\left[1 + \left(2\,\frac{\nu' - \nu_m}{\Delta\nu_H}\right)^2\right]}\right\}$$

en supposant que le gain non saturé reste constant sur le domaine de fréquence où se creuse le trou d'ordre m (puisque $\Delta\nu_H << \Delta\nu_D$), on peut écrire :

$$(47)\quad \sigma(\nu) = -\frac{1}{\pi}\,\frac{c}{2L}\,\text{V.P.}\left\{\int_{-\infty}^{+\infty}\frac{g_o\,d\nu'}{\left[1 + \left(2\,\frac{\nu' - \omega_o}{\Delta\nu_D}\right)^2\right](\nu - \nu')}\right.$$

$$\left. - \sum_m \frac{g_o}{1 + \left(2\,\frac{\nu_m - \omega_o}{\Delta\nu_D}\right)^2}\,\beta_o E_m^2 \int_{-\infty}^{+\infty}\frac{d\nu'}{\left[1 + \left(2\,\frac{\nu' - \nu_m}{\Delta\nu_H}\right)^2\right](\nu - \nu')}\right\}$$

soit $\sigma(\nu) = \sigma_L(\nu) - \sigma_S(\nu)$

Le premier terme de (47) représente la dispersion sans saturation d'une courbe de gain lorentzienne de largeur $\Delta\nu_D$ (Fig. 6).

Le second terme est une somme de courbes de dispersion associées à des courbes d'absorption lorentzienne. Il a été calculé pour chaque fréquence d'oscillation de mode (les courbes passant par les points calculés apparaissent sur les Fig. 7 A et 7 B). Enfin, la dispersion résultante a été portée sur les Figures 8 A et 8 B. Sur la figure 9 ont été tracées les courbes obtenues par Statz [3]. Son modèle suppose la réalisation des conditions $\Delta\nu_D >> \Delta\nu_H >> \Delta$, c'est-à-dire que le modèle est valable pour le laser à Argon, mais non pour le laser Hélium-Néon. Ses hypothèses correspondent à une courbe de gain saturé simple, toute la partie située au-dessus du niveau des pertes disparaissant :

$$g(\nu) = \frac{g_o}{1 + 2\left(\frac{\nu - \omega_o}{\Delta\nu_D}\right)^2} \quad \text{pour} \quad \frac{g_o}{1 + 2\left(\frac{\nu - \omega_o}{\Delta\nu_D}\right)^2} < a$$

$$g(\nu) = a \quad \text{pour} \quad \frac{g_o}{1 + 2\left(\frac{\nu - \omega_o}{\Delta\nu_D}\right)^2} > a$$

Les différentes courbes ont été tracées pour diverses valeurs du rapport gain/pertes (3,2 et 5/4). Pour deux de ces valeurs (2 et 5/4), on a pris pour Δ et $\Delta\nu_D$ des valeurs représentatives du laser Hélium-Néon à 6328 Å (100 MHz et 900 MHz respectivement), en attribuant des variations assez larges à la valeur de $\Delta\nu_H$ (de 50 MHz à 120 MHz). Les valeurs élevées de $\Delta\nu_H$ permettent de simuler le cas où les modes ne sont pas placés symétriquement par rapport à ω_o.

Pour le laser à Argon, on considèrera plutôt le modèle de Statz qui semble bien approprié. Nous avons choisi trois valeurs du niveau d'oscillation :

$$g_o/a = \frac{5}{4} \quad \sigma_1(\nu) = -\frac{\omega_o}{Q}\left\{\frac{1}{1 + x^2}\left[\frac{5}{8\pi}\,\mathrm{Log}\left|\frac{x - \frac{1}{2}}{x + \frac{1}{2}}\right| + 0{,}44\,x\right] - \frac{1}{2}\,\mathrm{Log}\left|\frac{x - \frac{1}{2}}{x + \frac{1}{2}}\right|\right\}$$

$$g_o/a = 2 \quad \sigma_2(\nu) = -\frac{\omega_o}{Q}\left\{\frac{1}{1 + x^2}\left[\frac{1}{\pi}\,\mathrm{Log}\left|\frac{x - 1}{x + 1}\right| + \frac{x}{2}\right] - \frac{1}{2\pi}\,\mathrm{Log}\left|\frac{x - 1}{x - 1}\right|\right\}$$

$$g_o/a = 3 \quad \sigma_3(\nu) = -\frac{\omega_o}{Q}\left\{\frac{1}{1 + x^2}\left[\frac{3}{2\pi}\,\mathrm{Log}\left|\frac{x - \sqrt{2}}{x + \sqrt{2}}\right| + 0{,}588x\right] - \frac{1}{2}\,\mathrm{Log}\left|\frac{x - \sqrt{2}}{x + \sqrt{2}}\right|\right\}$$

où $x = \dfrac{2(\nu - \omega_o)}{\Delta\nu_D}$

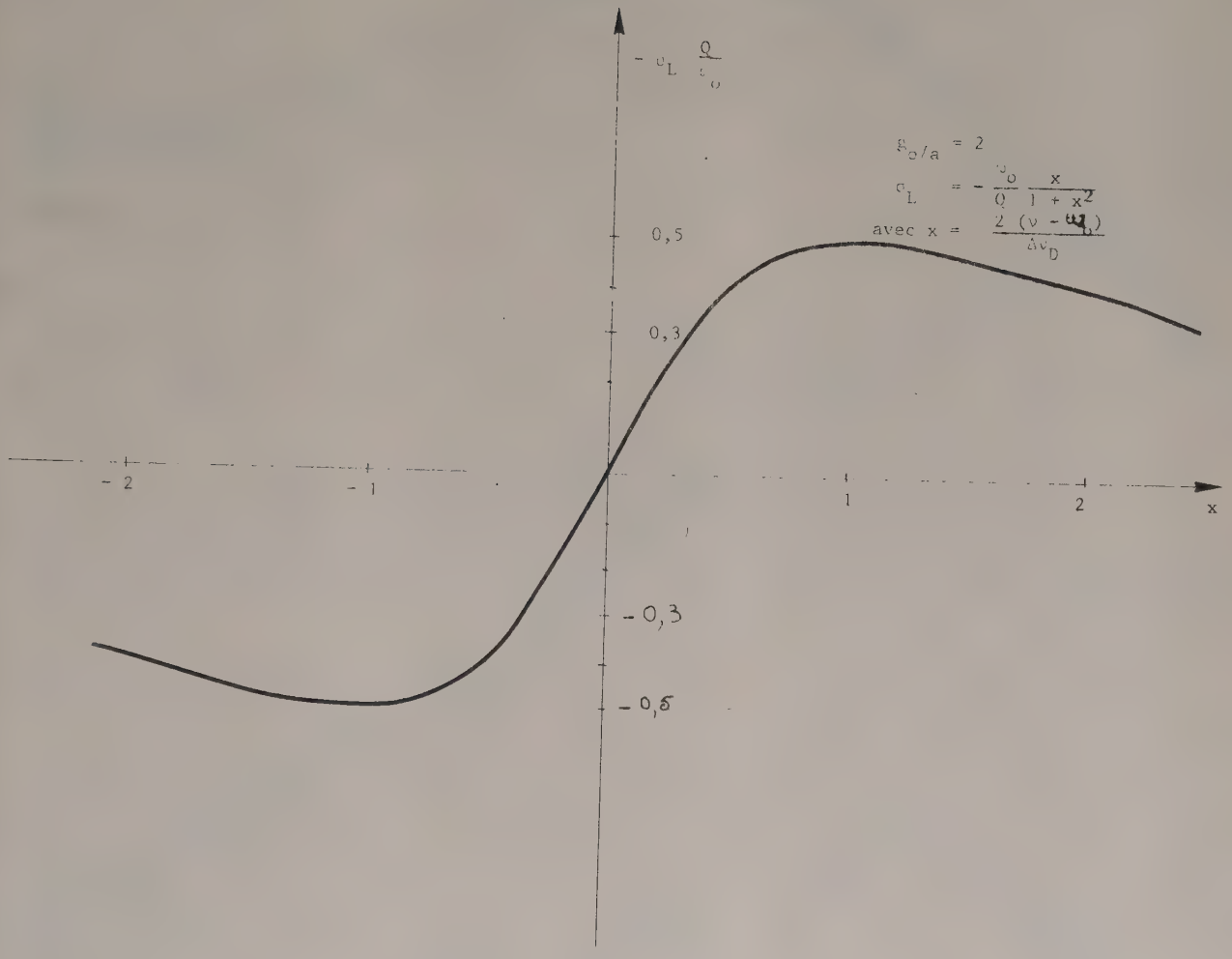


Figure 6

Dispersion sans saturation σ_L

Les courbes associées aux autres valeurs de g_o/a se déduisent par simple homothétie

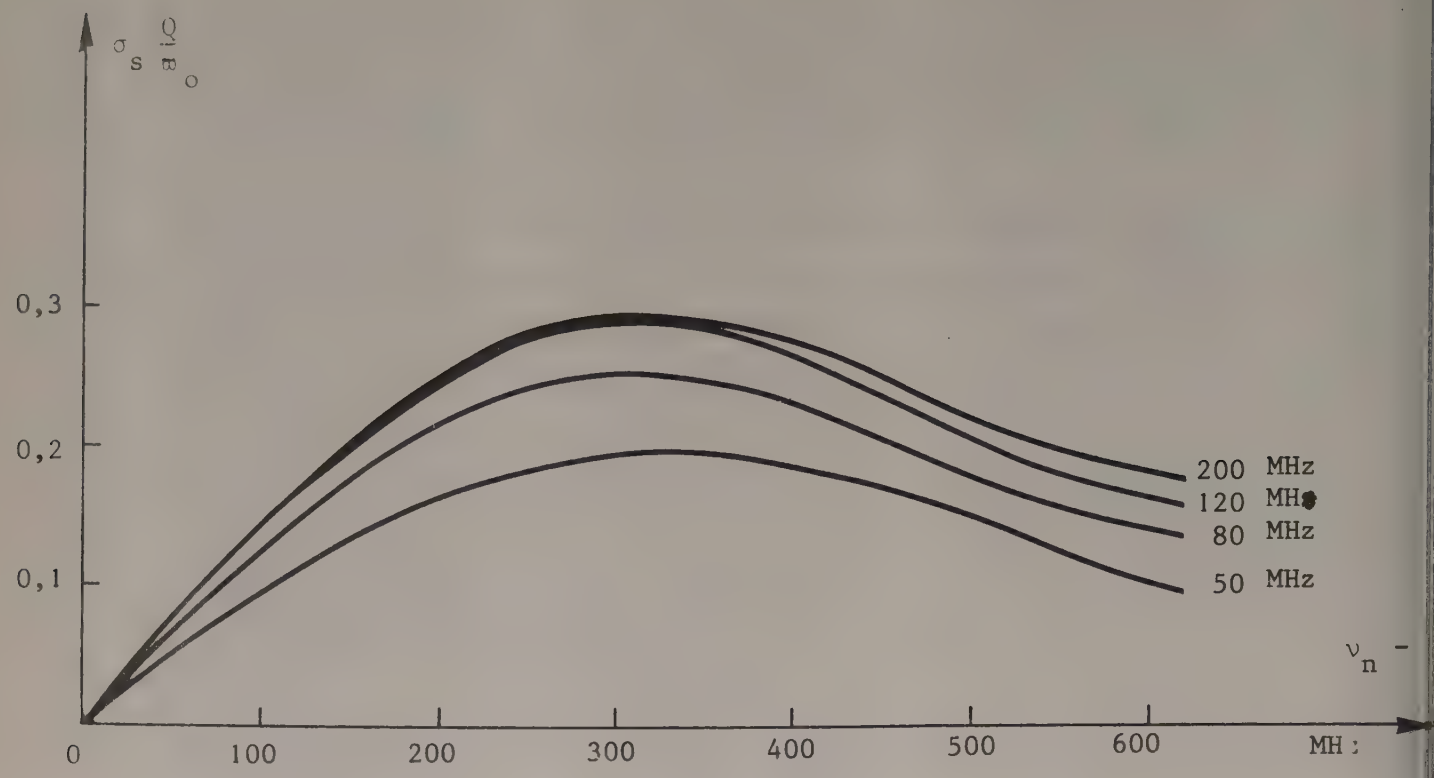


Figure 7 a

Courbes correspondant aux termes de saturation, $g_{o/a} = 2$

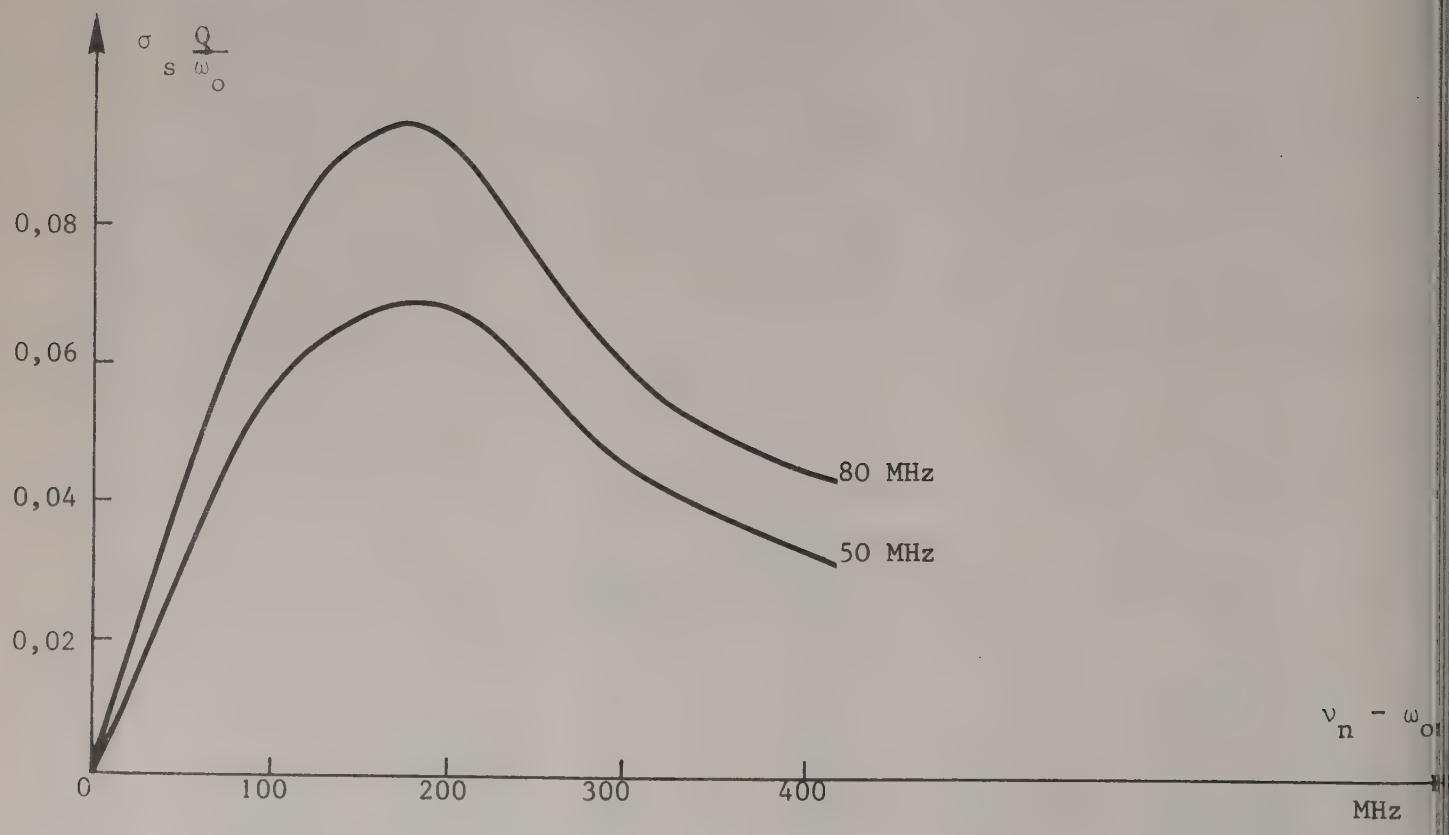


Figure 7 b

Courbes correspondant aux termes de saturation $g_{o/a}=5/4$

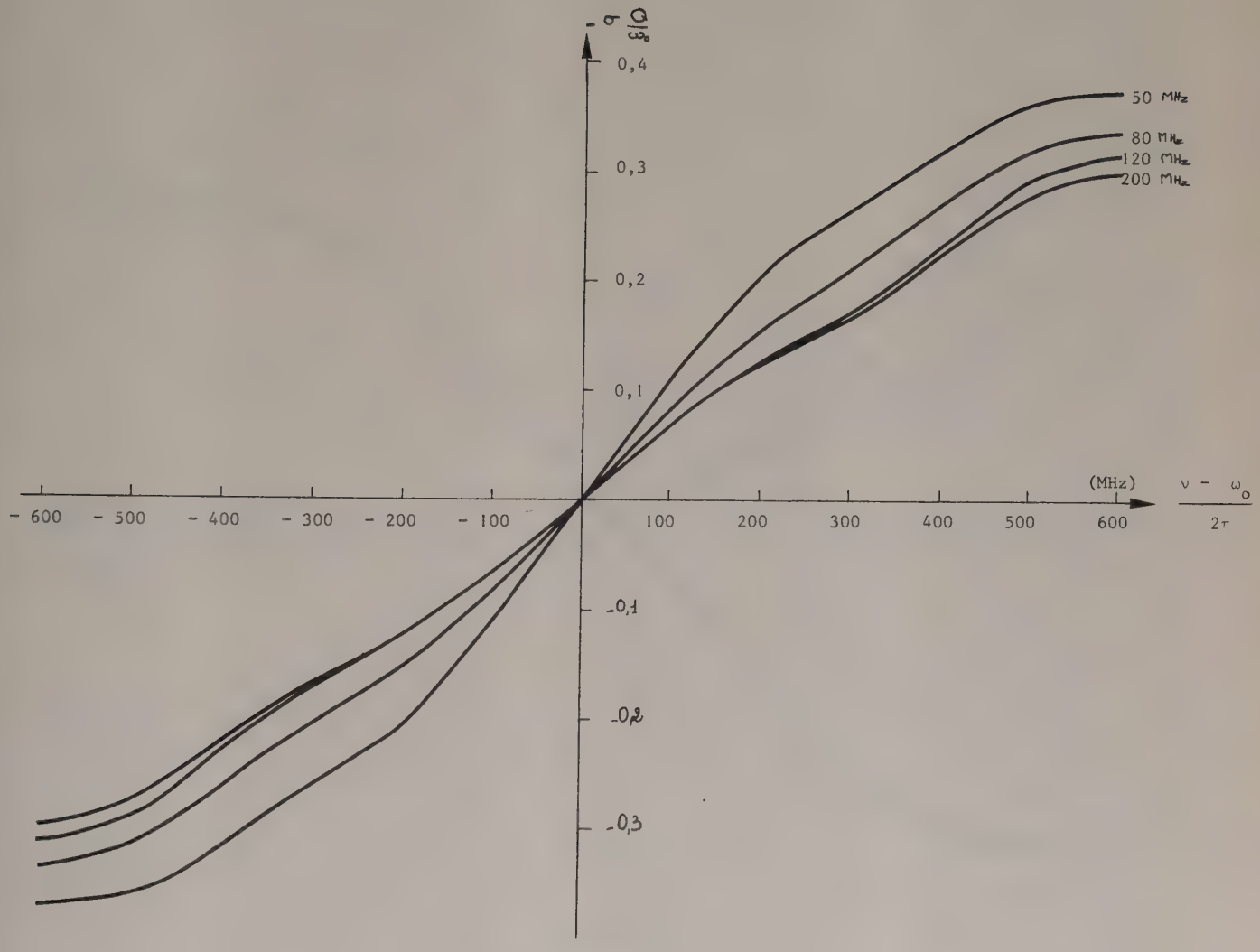


Figure 8 A

Courbe de dispersion $\sigma = \sigma_L - \sigma_S$

$\frac{\Delta}{2\pi}$ = 100 MHz

$\frac{\Delta\nu H}{2\pi}$ = 50, 80, 120, 200 MHz

g_o/a = 2

Les modes oscillent entre - 400 et 400 MHz

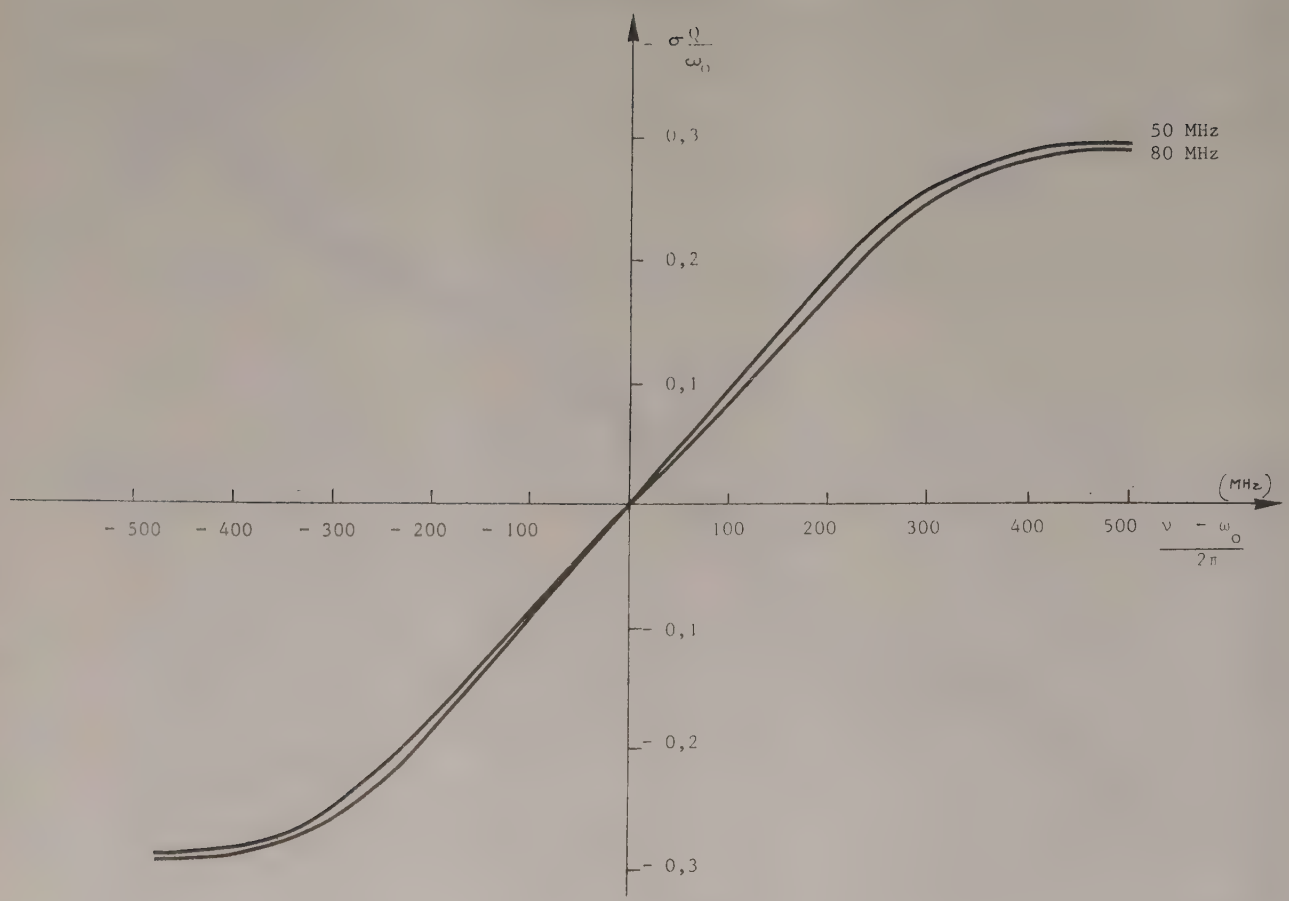


Figure 8 B

Courbe de dispersion $\sigma = \sigma_L - \sigma_S$

$\frac{\Delta}{2\pi}$ = 100 MHz

$\frac{\Delta\nu H}{2\pi}$ = 50, 80 MHz

g_o/a = 5/4

5 modes oscillent entre - 200 MHz et + 200 MHz

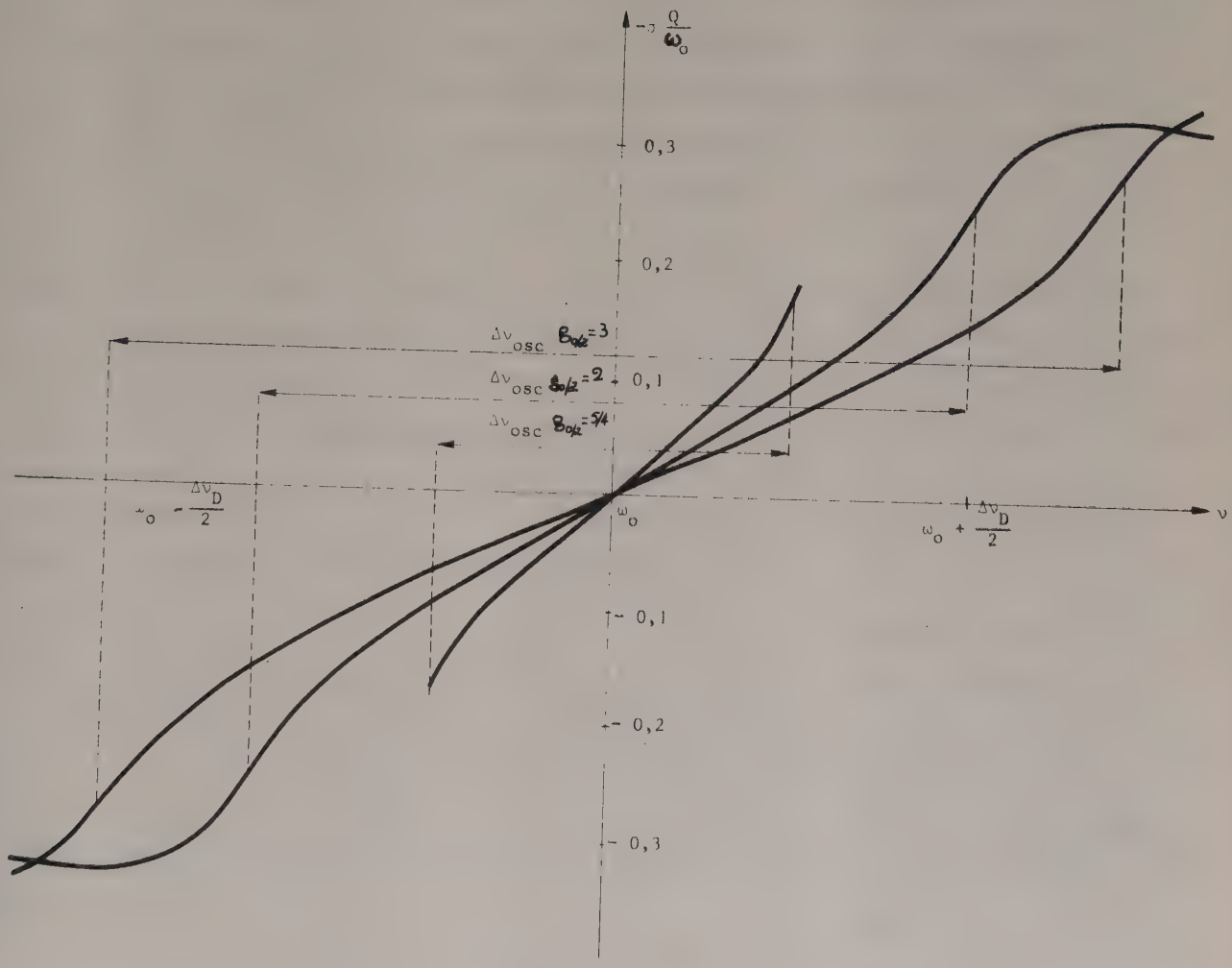


Figure 9

Courbe de dispersion d'après le modèle de Statz

Sur les courbes des figures 8 et 9, nous avons relevé les diverses valeurs de la dispersion σ_g. Ces valeurs sont rassemblées dans le tableau 10. Le tableau 11 qui lui fait suite contient des évaluations numériques de la dispersion, obtenues en attribuant aux pertes des valeurs représentatives de la réalité. Suivent quelques remarques inspirées par ces tableaux.

TABLEAU 10

Tableau récapitulatif des valeurs $\sigma_g \frac{Q}{\omega_o}$

$\frac{\Delta\nu_H}{2\pi}$ (MHz) \ g_o/a	5/4	2	3
1	0,03	0,16	0,4
50	0,003	0,058	
80	0,008	0,029	
120		0,016	
200		0,024	
STATZ	0,026	0,042	0,052

TABLEAU 11

Valeur de la dispersion en kHz d'après le tableau 10 pour des valeurs représentatives des paramètres des lasers Hélium-Néon (6 328 Å) et Argon (4 880 Å)

	Hélium-Néon		Argon	
$\frac{\Delta\nu_H}{2\pi}$ (MHz) \ g_o/a	5/4	2	2	3
	(a_o=1,33%, τ=3,7%)	(a_o=1,33%, τ=1,33%)	(a_o=4%, τ=8%)	(a_o=4%, τ=2,66%
1	192	640	2560	4250
50	19,2	230		
80	51	116		
120		[64]		
200		96	384	
STATZ		167	[670]	[545]

Dans ces deux tableaux, nous avons encadré les valeurs correspondant le mieux à la situation réelle.

Plusieurs constatations s'imposent à la vue des tableaux précédents :

- La D.E.F.M., en première analyse, croît avec le gain donc avec la puissance émise pour de mêmes pertes.

- La D.E.F.M. peut passer par un minimum lorsque la largeur de la raie homogène varie. On peut de même prévoir que la D.E.F.M. passe par un minimum lorsque la longueur de la cavité varie, pour certaines valeurs de la raie homogène.

- Le rôle joué par les pertes est plus complexe et, à ce stade, il est nécessaire de différencier les deux lasers Argon et Hélium-Néon. Nous ferons d'abord l'observation simple suivante : on a une même valeur des pertes $a_o + \frac{\tau}{2}$ pour diverses valeurs du couple $(a_o, \frac{\tau}{2})$. La puissance émise étant proportionnelle à τ, on aura toujours intérêt à minimiser les pertes internes (modulateur à faibles pertes d'insertion). Le choix de la valeur de τ peut résulter d'un compromis entre la D.E.F.M. et la puissance de sortie.

α) Laser à Argon : d'après la figure 5, le coefficient de transmission optimum en puissance est situé autour de 94 %. D'après le tableau 11, il semble que, du point de vue de la dispersion, on ait intérêt à choisir des valeurs supérieures. Ainsi pourra-t-on adopter un coefficient de 96 %. On remarquera que l'on a plus de modes au-dessus du seuil avec un miroir de 96 % qu'avec un autre de 92 %. On peut s'attendre à ce que le couplage des modes en soit d'autant plus difficile avec, en contrepartie, des impulsions un peu plus fines.

β) Laser à Hélium-Néon : la D.E.F.M. résulte (47) de la différence entre une dispersion σ_L liée au niveau de l'excitation et une autre σ_S liée au niveau de l'oscillation, qui dépend directement de la différence entre l'excitation (g_o) et les pertes (a). La D.E.F.M. passe par un minimum pour un certain rapport entre σ_L et σ_S [4]. Suivant la valeur du gain, il est donc possible d'envisager le choix de pertes de valeurs différentes. On adopte en fait des coefficients de transmission de 98 % ou de 97 %.

III - CHOIX DES METHODES DE COUPLAGE

Afin de bloquer en phase les modes d'un laser et de disposer d'une horloge délivrant des impulsions récurrentes de façon permanente, il est possible d'envisager deux méthodes : d'une part la recherche d'un régime de fonctionnement favorisant l'autoblocage, d'autre part, la mise en oeuvre de la modulation interne active. Le choix se fait en fonction de deux critères qui sont :

- la simplicité de la méthode utilisée, ce qui conduit à choisir de préférence l'autoblocage, mais celui-ci peut ne pas être réalisable, ou être instable ;

- la puissance et la fréquence des impulsions. En effet, au prix de quelques difficultés supplémentaires, l'utilisateur préfère généralement pouvoir disposer d'impulsions plus puissantes ou de fréquence plus élevée.

Dans cette partie, nous envisagerons d'abord les possibilités éventuelles de l'autoblocage. Par la suite, nous aborderons le cas de la modulation interne active et le problème posé par le choix du modulateur.

III. 1. - POSSIBILITES D'AUTOBLOCAGE DES MODES DES LASERS HELIUM-NEON (6 328 Å) ET ARGON (4 880 ET 5 145 Å)

Nous avons établi dans la première partie une formule (13) d'après l'analyse de Lamb [6] . Nous utiliserons ici cette formule valable pour trois modes, afin d'évaluer les possibilités de l'autoblocage pour le laser Hélium-Néon fonctionnant à 6 328 Å et le laser à Argon opérant sur les raies 4 880 Å et 5 145 Å.

Pour cela, nous allons examiner les paramètres représentatifs de ces deux lasers qui interviennent dans le second membre de (13) :

- densité de population inversée : cette quantité dépend du niveau de l'excitation. Les valeurs utilisées ont été données dans diverses références [4], [22].

Il faut, par ailleurs, tenir compte dans le calcul de N_o de la longueur de la décharge amplificatrice l_d par rapport à la longueur de la cavité L.

$$N_o = \frac{l_d}{L} N$$

- amplitude du champ électrique : ne considérant que les modes TEM_{ooq}, on détermine l'amplitude moyenne du champ électrique à partir de la connaissance de la puissance émise P, du coefficient de transmission τ du miroir de sortie et du nombre de modes n.

On écrit que la puissance "moyenne" d'un mode dans la cavité est égale au produit de la densité de puissance supposée uniforme que multiplie la section du tube.

$$\frac{E_n^2}{Z_o} \pi r^2 = \frac{P}{n\tau}$$

N_o et E^2 sont en accord avec des valeurs classiques des paramètres des lasers Hélium-Néon et Argon telles qu'elles apparaissent ci-après :

Hélium-Néon	l_d = 1 m	Argon l_d = 0,25 m
	r = 1,5 mm	r = 1 mm
	P = 10 mW	P = 200 mW (une raie)
	n = 10	n = 30
	τ = 2 %	τ = 6 %

- Ku est lié directement à la largeur de la raie Doppler $\Delta\nu_D = 2\sqrt{\log 2}\ Ku$;

- Δ, écart entre modes est pris égal à 100 MHz ;

- P_{12}, moment dipolaire de la transition considérée, dépend de la force de la raie et dépend donc directement du coefficient d'Einstein A_{21} lié à la transition.

Suivant [3] , nous écrivons :

$$|P_{21}|^2 = \frac{1}{6}\left[\frac{1}{2J_2+1} + \frac{1}{2J_1+1}\right] \frac{3h}{64\pi^4} (2J_2+1)\,\lambda^3 A_{21}$$

A partir des diverses études des transitions qui nous intéressent [24] [25] [26], il est possible de calculer les valeurs des éléments de matrice du moment dipolaire. Ces valeurs apparaissent directement dans diverses publications [4] [27].

TABLEAU 12

Dispersion maximale admissible pour l'autoblocage

	Hélium-Néon 6 328 Å	Argon 4 880 Å	Argon 5 145 Å
N (m^{-3})	$4{,}00\ 10^{15}$	$3{,}00\ 10^{15}$	$10{,}00\ 10^{15}$
N_o (m^{-3})	$2{,}67\ 10^{15}$	$5{,}00\ 10^{14}$	$1{,}67\ 10^{15}$
E^2 (V^2/m^2)	$1{,}06\ 10^{7}$	$2{,}67\ 10^{7}$	$2{,}67\ 10^{7}$
P_{12} (C.m)	$3{,}00\ 10^{-30}$	$12{,}40\ 10^{-30}$	$3{,}30\ 10^{-30}$
Δ (rd/s)	$2\pi\ 10^{8}$	$2\pi\ 10^{8}$	$2\pi\ 10^{8}$
Ku (rd/s)	$2\pi\ 8{,}00\ 10^{8}$	$2\pi\ 3{,}50\ 10^{9}$	$2\pi\ 3{,}50\ 10^{9}$
τ_r (s)	$8{,}00\ 10^{-8}$	$9{,}10\ 10^{-9}$	$7{,}50\ 10^{-9}$
$\Delta\nu_H$ (rd/s)	$2\pi\ 0{,}62\ 10^{8}$	$2\pi\ 5{,}50\ 10^{8}$	$2\pi\ 5{,}50\ 10^{8}$
$\frac{\sigma_o}{2\pi}$ (kHz)	31,4	252	4,3

Le tableau 12 regroupe les valeurs des divers paramètres ainsi que les valeurs maximales admissibles de la dispersion (σ_o) pour que les non-linéarités du milieu puissent provoquer l'autoblocage. Nous ne nous attacherons évidemment qu'à l'ordre de grandeur des résultats obtenus pour σ_o. En effet, l'inégalité (13) relative à trois modes ne peut servir, dans le cas général, qu'à une évaluation grossière des possibilités d'autoblocage : puisqu'on s'intéresse à un couplage total et non partiel des modes du laser, on compare aux divers σ_o, les valeurs correspondantes de la dispersion effective (σ_g) telles qu'elles apparaissent sur le tableau 11. Le rapprochement des valeurs de σ_o et σ_g ainsi obtenues conduit aux conclusions suivantes. Il est raisonnable de penser obtenir un autoblocage des modes du laser Hélium-Néon pour des conditions de fonctionnement favorables. Par contre, cela semble plus difficile pour l'Argon fonctionnant à 4 880 Å et quasiment impossible à 5 145 Å.

Les résultats rapportés dans la littérature montrent que le régime autobloqué du laser Hélium-Néon est assez courant. Ce régime apparaît avec de grandes cavités (typiquement 2m) et avec des niveaux d'oscillation faibles (puissance de sortie environ 2mW) [4] [12] : On a alors une faible bande d'oscillation et donc une dispersion faible (cf. tableau 11 $g_o/a=5/4$).

Dans le cas du laser à Argon, Gaddy [11] rapporte l'observation d'un régime d'impulsions à 4 880 Å. Toutefois le signal est très instable, ce qui laisse supposer un couplage seulement partiel. Enfin à 5 145 Å, aucun régime autobloqué classique n'est rapporté. On notera que la forte valeur de la largeur de la raie homogène du laser à Argon, empêche généralement l'oscillation de deux modes voisins puisqu'ils voient le même gain. [18] On observe dans certaines conditions d'excitation électrique et magnétique, des régimes stables où deux ou trois modes seulement oscillent, correspondant à un système de modes couplés. L'écart entre ces modes, toujours supérieur à 500 MHz, augmente avec la puissance du laser et semble lié non seulement au "hole burning" mais également au dédoublement Zeemann. Cependant de tels régimes ne peuvent guère nous intéresser, le signal qui en résulte ressemblant plus à une sinusoïde qu'à un train d'impulsions [9] [10].

L'autoblocage du laser Hélium-Néon, quoiqu'intéressant, n'aurait sans doute pas eu l'intérêt qu'on lui porte, s'il n'avait été montré [7] [20] que l'introduction d'une cellule absorbante de Néon dans la cavité de tels lasers, permettait d'étendre vers des puissances plus élevées (20 mW au lieu de quelques mW) le domaine de fonctionnement en régime autobloqué. Les puissances obtenues sont alors comparables à celles que l'on obtient par modulation interne active. C'est pourquoi nous avons adopté ce régime de modulation interne "passive" pour la mise en oeuvre d'une horloge fonctionnant à 6 328 Å.

En ce qui concerne le laser à Argon, nous n'avons pu envisager la solution de l'autoblocage, soit naturel, soit provoqué par l'introduction d'un absorbant dans la cavité. La mise en oeuvre de la modulation interne active du laser à Argon, semblable dans son ensemble à celle du laser Hélium-Néon, a cependant nécessité, du fait des fortes excursions de modulation nécessaires, une optimisation du modulateur, problème que nous abordons dans le paragraphe suivant.

III.2. - CHOIX DU MODULATEUR ACTIF

En modulation interne active, il est possible d'envisager soit une modulation de phase (Mϕ), soit une modulation d'amplitude (MA), chacune ayant des avantages et des inconvénients que nous nous proposons de définir en fonction de deux facteurs qui sont la stabilité et les pertes.

- La stabilité : il est désormais bien connu qu'une modulation de phase s'accompagne de deux positions stables dans le temps pour le train d'impulsions. Celui-ci peut être en phase ou en opposition de phase avec la modulation $\delta\phi \cos \nu_m t$ [21] Il peut même se faire que deux trains existent simultanément.

Ce phénomène est évidemment inacceptable pour une horloge. C'est un handicap à l'application de la modulation de phase. Aussi lui préfèrera-t-on une modulation d'amplitude qui, généralement, ne laisse qu'une possibilité pour la phase du train d'impulsions, celle qui minimise les pertes.

Cependant, nous verrons par la suite qu'il est parfois intéressant de moduler à des harmoniques de la fréquence fondamentale de la cavité. Cela s'accompagne, quelque soit le type de modulation utilisé, de régimes parasites qui enlèvent à la modulation d'amplitude une partie de son avantage et qui nécessite la mise en place d'une stabilisation électronique assez complexe.

- les pertes occasionnées par la modulation sont de plusieurs sortes : il y a d'abord des pertes d'insertion dans lesquelles on peut inclure celles provenant de l'échauffement éventuel du modulateur sous l'effet de la modulation. Viennent ensuite des pertes de couplage dues au fait que la modulation transfère de l'énergie sur des $m_o$des en dessous du seuil. Ces pertes sont pratiquement les mêmes en MA et en MΦ.

Par ailleurs, il existe des pertes propres au modulateur d'amplitude : en effet le passage d'une impulsion dans un modulateur se fait en un temps qui n'est pas toujours négligeable devant la période du signal de modulation. L'impulsion ne passe donc pas entièrement dans le modulateur pendant une durée où les pertes sont minimales. Les pertes subies sont d'autant plus importantes que la fréquence de modulation ou l'excursion de modulation est élevée et que la durée de l'impulsion est longue.

On a porté en annexe un calcul sur ce type de pertes où apparaissent certaines limitations en fréquence pour les modulateurs d'amplitude. On montre ainsi qu'un modulateur d'amplitude acoustooptique ne peut être envisagé pour le laser à Argon à des fréquences de modulation voisines de 500 MHz.

En définitive, suivant l'utilisation de l'horloge, on pourra adopter une modulation d'amplitude à la fréquence fondamentale ou une modulation de phase à fréquence plus élevée.

DEUXIEME PARTIE

IV - MODULATION INTERNE DU LASER A ARGON

La partie experimentale que nous abordons maintenant comporte deux chapîtres :

- Le premier porte sur les problèmes posés par la modulation interne du laser à Argon et présente les diverses solutions adoptées ;

- Le second traite du blocage spontané en phase des modes du laser à Hélium-Néon dont la cavité contient un second tube Hélium-Néon fonctionnant en régime d'absorption.

Dans le premier chapitre, nous nous proposons donc, après avoir présenté quelques caractéristiques du laser à Argon, de montrer les diverses possibilités offertes par ce laser quant au choix de certains paramètres comme la fréquence de modulation et la raie modulée. Les principaux résultats obtenus en modulation d'amplitude et en modulation de phase seront ensuite présentés. On concluera enfin sur les possibilités que présente le dispositif comme générateur stable d'impulsions lumineuses.

Une partie de ce travail a fait l'objet d'une note technique interne au C.N.E.T. [28]

IV.1. - LE LASER A ARGON IONISE

IV.1.1. - Processus d'excitation

Comme tous les lasers ioniques à gaz, le laser à Argon est caractérisé par une décharge à forte densité de courant. Les raies d'émission sont situées dans le vert, le bleu et l'ultraviolet. Les deux plus puissantes, aux courants de décharge usuels en fonctionnement continu (10 A - 20 A) ont un même niveau inférieur. Ce sont :

- la raie à 4880 Å ($4p^2D_{5/2} \longrightarrow 4s^2\ P_{3/2}$)
- la raie à 5145 Å ($4p^4D_{5/2} \longrightarrow 4s^2\ P_{3/2}$)

Le processus d'inversion dans le laser à Argon reste encore imparfaitement compris. Il apparaît toutefois que l'excitation est due aux chocs entre électrons et atomes, avec un processus par pallier [29] (Fig. 13) :

- les états excités de l'atome neutre et l'état ionique fondamental proviennent de l'impact d'électrons sur l'état fondamental de l'atome neutre ;
- les états excités de l'ion proviennent de l'impact d'électrons sur l'état ionique fondamental.

Ce processus se trouve grossièrement vérifié par l'expérience et il a été constaté que le nombre des atomes excités et des ions variait comme la densité de courant, les états excités de l'ion variant comme le carré de cette densité.

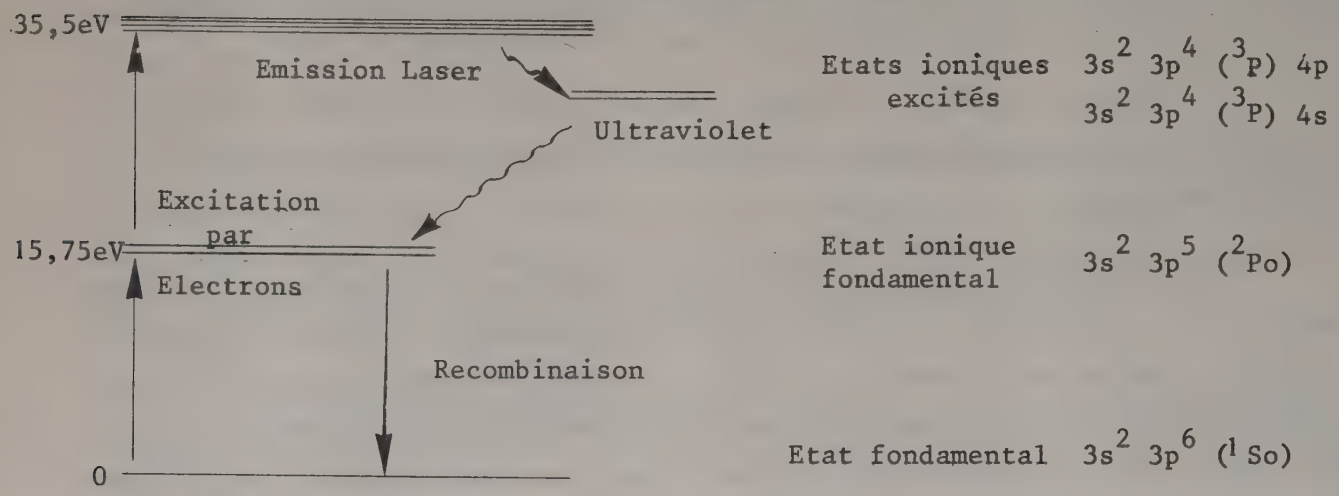


Figure 13
Schéma d'excitation du laser à Argon d'après [29]

IV.1.2. - Largeur des différentes raies

La raie naturelle de forme lorentzienne, qui correspond aux durées de vie radiatives des états excités inférieur et supérieur de la transition, a pour largeur :

$\Delta\nu_n = \gamma_a + \gamma_b$

la durée de vie radiative étant $\frac{1}{\gamma}$

	γ_a (s^{-1})	γ_b (s^{-1})	$\frac{\Delta\nu_n}{2\pi}$ (MHz)
4880 Å	$1{,}1 \cdot 10^8$	$5{,}52 \cdot 10^8$	106
5145 Å	$1{,}33 \cdot 10^8$	$5{,}52 \cdot 10^8$	109

d'après Bennett et cols (30)

L'effet de la pression et des interactions coulombiennes entre ions se traduit par un élargissement de cette raie naturelle. On définit alors une raie homogène qui tient compte de cet élargissement. Les largeurs des raies homogènes varient en fonction de la pression et du courant de décharge [31]

Des valeurs typiques sont :
550 MHz à 4880 Å (0,3 torr, 10 A)
650 MHz à 5145 Å (" ")
On notera que, dans les mêmes conditions de fonctionnement, elle a tendance à être plus forte à 5145 Å qu'à 4880 Å.

A cause de l'élargissement par effet Doppler qui apparaît dans les lasers à gaz fonctionnant à faible pression, les raies d'émission du laser à Argon sont inhomogènes, de forme gaussienne. Leur largeur $\Delta\nu_D = 2\sqrt{Log2}.Ku$ est de l'ordre de 5 GHz. Il faut également tenir compte de deux causes d'élargissement supplémentaire. D'abord la vitesse de déplacement des ions de l'anode vers la cathode [32]. Ce phénomène, négligeable dans le cas des lasers à régime de décharge fluorescent, est à l'origine d'un élargissement d'environ 10 % de la raie Doppler [33]. Enfin, l'immersion du milieu dans un champ magnétique, du fait de l'effet Zeemann, est une autre source d'élargissement de la raie d'émission [17].

IV.1.3. - Signal émis

Les lasers à Argon actuels (puissance délivrée de l'ordre du Watt) oscillent sur une dizaine de raies. On obtient, sur chacune des deux plus importantes (4880 Å et 5145 Å), environ le tiers de la puissance totale.

La largeur de raie homogène étant grande devant l'intervalle séparant deux modes voisins, il en résulte une sévère compétition entre modes, caractérisée le plus souvent par un bruit important dans le signal de sortie. Un bruit de basse fréquence non négligeable est également engendré, au voisinage des électrodes, par la décharge gazeuse. Aussi utilise-t-on parfois des lasers à excitation radiofréquence. Ce genre de laser est souvent utilisé dans les manipulations de modulation, où la stabilité est un facteur important. Notre étude expérimentale a cependant été effectuée à l'aide d'un laser dont la décharge était produite par un courant continu.

IV.2. - CHOIX DE LA RAIE ET DE LA FREQUENCE DE MODULATION

Dans le cas du laser à Argon, il est possible de choisir la ou les raies que l'on veut moduler. On peut d'abord envisager de moduler simultanément

les différentes raies. Les inconvénients de cette méthode se situent essentiellement au niveau de la propagation du signal émis : en effet, le passage dans un milieu dispersif est très vite limité par le dédoublement du faisceau polychromatique.

On préfère le plus souvent ne conserver qu'une raie et, pour cela, on choisit entre les deux plus puissantes (4880 Å et 5145 Å). Pour des raisons que nous développons par la suite, notre choix s'est porté sur la raie émettant à 5145 Å.

On peut également envisager des fréquences de modulation très diverses (de 100 MHz à 500 ou 600 MHz). En effet, il est possible de moduler à des harmoniques de la fréquence fondamentale de la cavité (voisine de 100 MHz) sans que la puissance moyenne émise ne décroisse, malgré la réduction du nombre de modes et sans que plusieurs oscillations à modes couplés ne se développent simultanément avec leurs modes intercalés. Ceci est dû à la forte compétition entre modes voisins venant de la largeur de la raie homogène (600 MHz typiquement) grande devant l'écart entre modes (100 MHz).

Pour les applications où l'on désire un débit d'impulsions très élevé, on pourra donc choisir des fréquences de modulation voisines de 500 MHz. Par contre, si on s'intéresse à la puissance crête des impulsions, on préférera moduler à 100 MHz (la puissance moyenne est la même, mais la fréquence des impulsions étant plus basse, l'énergie de chaque impulsion est supérieure).

Un autre critère peut toutefois jouer sur le choix de la fréquence, il s'agit de la facilité à moduler. Comme nous allons le voir un peu plus loin, le laser à Argon se module plus aisément à 500 MHz qu'à 100 MHz. Dans un système où l'on cherche à avoir des débits d'impulsions importants, on aura intérêt à produire directement celles-ci à une fréquence élevée plutôt qu'à accroître, a posteriori, le débit des impulsions par une technique de multiplexage temporel à partir d'un laser fonctionnant à la fréquence fondamentale.

IV.2.1. - Choix de la raie modulée

Comme nous l'avons vu dans la première partie, la difficulté de bloquer les modes en phase de façon stable est directement liée à l'amplitude de la DEFM. Celle-ci, dans le cas du laser à Argon, suit les variations du gain, pour un même niveau de pertes. Nous avons donc relevé en fonction de la puissance optique émise les variations des deux grandeurs qui nous donnent accès à la connaissance, en valeur relative du moins, des DEFM associées aux deux raies d'émission principales :

- la première est le gain
- la seconde est la largeur du battement fondamental radio-fréquence entre modes.

IV.2.1.1. - Mesure du gain

On a cherché à évaluer le terme $g_o - a$ en fonction de la puissance optique, ceci à l'aide d'un élément de perte d'insertion connu a_1 dont on étudie l'influence sur la puissance émise (Fig. 14). L'élément utilisé est un cristal de KDP, muni de revêtements antiréfléchissants, dont on évalue la perte d'insertion a_1 à 1 % aux deux longueurs d'onde.

Les courbes obtenues sont exactes en valeur relative au moins. Par contre, l'exactitude de ces courbes en valeur absolue est liée à l'incertitude qui existe sur l'estimation de a_1 ainsi qu'aux erreurs expérimentales.

On remarquera, par ailleurs, que la forme des courbes varie suivant les valeurs de a_0 et τ ($a = a_0 + \frac{\tau}{2}$).

IV.2.1.2. - Mesure de la largeur du battement R.F. fondamental entre modes

La réponse de la photodiode de détection est du type :

$$i = k\left[\sum_n E_n \cos(\nu_n t + \phi_n)\right]^2$$

L'analyse spectrale fait apparaître une composante continue en $\sum_n E_n^2$ ainsi que des composantes aux diverses fréquences : $\nu_n - \nu_m + \dot{\phi}_n - \dot{\phi}_m$. Les composantes aux fréquences $\nu_n + \nu_m + \dot{\phi}_n + \dot{\phi}_m$ ne sont évidemment pas détectées.

Le battement R.F. fondamental ($m = n + 1$ ou $n - 1$) comporte donc un grand nombre de composantes.

La largeur du spectre de fréquences de ces composantes n'est autre que la DEFM dont il a été question dans les parties précédentes. Phases et amplitudes des modes fluctuant assez rapidement, on observe à l'oscilloscope, l'enveloppe des différentes composantes du battement fondamental. Cette enveloppe, de même que pour les battements aux fréquences harmoniques, a une largeur voisine de celle estimée pour σ_g dans la première partie, comme il apparaît sur la figure 14.

On remarque, en accord avec les résultats du chapitre sur la dispersion, le rôle important joué par les pertes : non seulement en les diminuant, on augmente la puissance optique pour une même excitation de la décharge, mais on réduit également la dispersion. Ainsi pour 30 mW de puissance optique émis à 4880 Å, la dispersion est-elle accrue de 40 % par une augmentation des pertes internes de 3 % par passage.

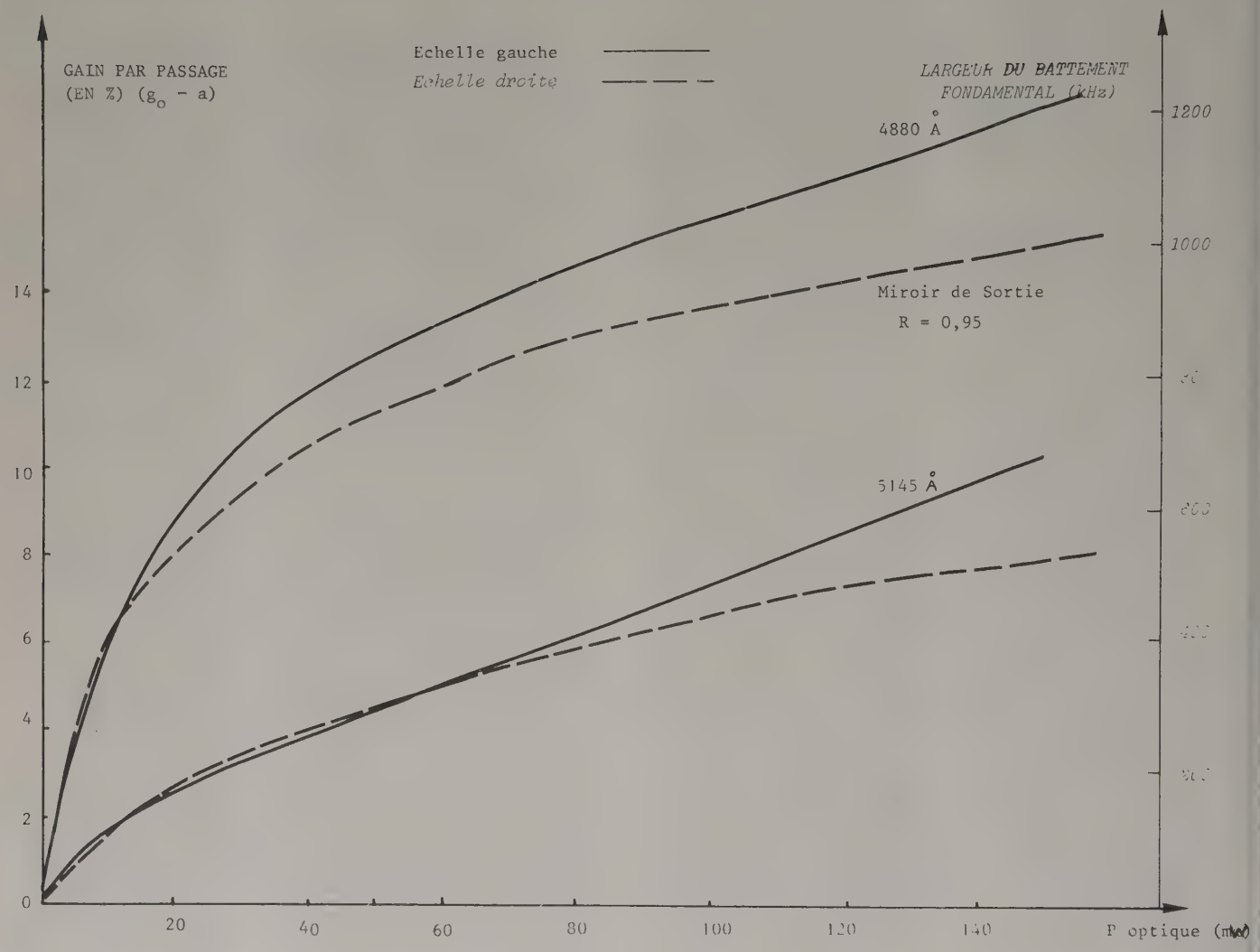


Figure 14

Variations du gain et de la dispersion en fonction de la puissance émise

Les courbes dépendent des pertes internes ainsi que de la transmission du miroir de sortie (ici 5 %)

IV.2.1.3. - Choix de la raie

Des courbes relevées sur la figure 14, il est aisé de conclure quant au choix de la raie qu'il est préférable de conserver. Avec son gain inférieur et sa dispersion moindre dans toute la gamme de puissance optique où l'on opère, la raie à 5145 Å se présente comme plus favorable que la raie 4880 Å. Aussi est-ce avec elle que l'on travaillera de préférence.

IV.2.2. - Choix de la fréquence de modulation

IV.2.2.1. - Etude de la stabilité en fonction de la fréquence de modulation

Nous avons vu dans la première partie que la facilité à bloquer en phase les modes d'un laser et, par voie de conséquence, la stabilité du régime obtenu, peut être représentée par les expressions (31) en M.Φ. et (32) en M.A.. Ces expressions nous permettent de préjuger de l'influence de la fréquence de modulation ou la stabilité du régime d'impulsions. Prenant par exemple le cas de la M.Φ. et l'expression (31) qui lui correspond, nous évaluons la somme :

$$S = \frac{1}{E_n \, E_{n-p}} \sum_{m}^{\infty} \left[g\,(n + mp) - a \right] E^2_{n+mp}$$

où m est un entier.

p est l'ordre de l'harmonique de modulation $\frac{\nu_m}{2} \# p. \frac{c}{2L}$

Pour évaluer l'expression précédente, on suppose :

- que le mode central n_0 est situé au centre de la raie d'émission
- que le couplage des modes est réalisé, ce qui permet de choisir une loi simple de saturation du gain, du fait que les amplitudes des modes ont une répartition régulière, de forme gaussienne ($E_n = E_0 \, e^{-\delta (n - n_0)^2}$)

$$g\,(n) = g_o \, e^{-\gamma (n - n_0)^2} \left[1 - \beta_0 E^2_n \right]$$

γ et δ sont les paramètres de largeur de bande du gain et du signal émis :

- que pour une modulation à $p. \frac{c}{2L}$, un seul mode global existe, avec des composantes espacées de $p. \frac{c}{2L}$.

D'après Harris et Mc Duff [2], l'existence en régime permanent d'un mode global permet d'écrire :

$$\sum_n \left[g\,(n) - a \right] E^2_n = 0$$

Cette relation correspond à l'écriture de l'égalité : gain = pertes pour l'oscillation. Des deux égalités précédentes, il vient, en posant $n - n_0 = q.p.$

$$\sum_{q,-\infty}^{+\infty} \left\{ e^{-\gamma q^2 p^2} \left[1 - \beta_o E_o e^{-2\delta q^2 p^2} \right] - \frac{a}{g_o} \right\} e^{-2\delta q^2 p^2} = 0$$

d'où

$$\beta_o E_o^2 = \frac{\sum_{-\infty}^{+\infty} \left[e^{-(2\delta + \gamma) q^2 p^2} - \frac{a}{g_o} e^{-2\delta q^2 p^2} \right]}{\sum_{-\infty}^{+\infty} e^{-(4\delta + \gamma) q^2 p^2}}$$

γ et δ étant des paramètres de faible valeur ($<< 1$), on peut, avec une excellente approximation, écrire :

$$\sum_{q,-\infty}^{+\infty} e^{-(l\gamma + m\delta) p^2 q^2} \# \sqrt{\frac{\pi}{(l\gamma + m\delta) p^2}}$$

pour l, m et p de l'ordre de quelques unités ; d'où :

$$\beta_o E_o^2 = \sqrt{\frac{4\delta + \gamma}{2\delta + \gamma}} - \frac{a}{g_o} \sqrt{\frac{4\delta + \gamma}{2\delta}}$$

p a disparu de cette expression : la valeur de $\beta_o E_o^2$, indépendante du rang de l'harmonique de modulation, ne dépend que des paramètres des deux enveloppes gaussiennes. De même que γ, on peut vérifier, a posteriori, que δ ne dépend pas de la fréquence de modulation. On peut donc conclure à la conservation de la valeur du gain saturé g (n) pour les modes existants, que l'on module à $\frac{c}{2L}$ ou p. $\frac{c}{2L}$: En effet, $\beta_o E_n^2 = \beta_o E_o^2 e^{-2\delta q^2 p^2}$ est le même pour un mode donné oscillant, quelle que soit la fréquence de modulation.

En définitive, il y a dans la somme S, p fois moins de termes pour une modulation à p $\frac{c}{2L}$ alors que la valeur de ces termes reste la même. Cette somme intervenant directement dans l'expression de la stabilité (31), il s'avère qu'un net accroissement de la stabilité est obtenu en modulant à des harmoniques de la fréquence fondamentale de la cavité. Les chercheurs de Sylvania ont obtenu une même conclusion pour la région de modulation de fréquence en M.Φ.

IV.2.2.2. - Choix de la fréquence de modulation

On préfèrera donc, pour une meilleure stabilité, prendre une fréquence de modulation élevée. La limitation est alors la largeur de la raie homogène qui doit rester supérieure à la fréquence de modulation.

Il faut remarquer, par ailleurs, que le coefficient de couplage entre modes, tel qu'il apparaît dans les équations de la modulation interne (23) s'écrit:

$$K = \delta\phi \frac{c}{2L}$$

ou

$$K = \delta\phi \frac{\nu_m}{2\pi p}$$

A fréquence de modulation constante, le couplage est d'autant plus fort que L (ou p) est faible. C'est ce que nous avons vérifié expérimentalement en relevant des courbes illustrant l'efficacité d'un même modulateur à 450 MHz avec $\frac{c}{2L}$ = 150 MHz et $\frac{c}{2L}$ = 112,5 MHz.

Ces courbes (Fig. 15) représentent la puissance optique en fonction du désaccord en régime M.Φ.. Elles mettent en évidence une meilleure modulation avec $\frac{c}{2L}$ = 150 MHz, la courbe étant alors plus creusée.

On cherchera toujours à travailler à longueur de cavité minimum.

Avec le laser dont nous disposions, la longueur minimum de la cavité, (tube, modulateur et sélecteur de raie) était de 130 cm ($\frac{c}{2L}$ = 115 MHz). Afin de nous placer dans des conditions de modulation optimum, nous avons choisi une fréquence de modulation voisine de 460 MHz (en 1'occurence 450 MHz).

IV.2.3. - Régimes de modulation retenus

On a retenu d'une part un régime où la fréquence de modulation est de 450 MHz, la raie modulée étant celle émettant à 5145 Å. Le modulateur utilisé fonctionne en modulation de phase ; cela correspond à une solution optimum de la modulation. Par ailleurs, on a voulu mettre en oeuvre une modulation au voisinage de 100 MHz. La raie modulée est toujours celle à 5145 Å, par contre, nous avons choisi une modulation de perte du fait de 1'avantage que celle-ci procure quant à la stabilité du régime de fonctionnement.

IV.3. - DISPOSITIF EXPERIMENTAL

Le montage utilisé pour la modulation et 1'étude du signal est classique. Il diffère assez peu de celui utilisé précédemment au C.N.E.T. pour le laser Hélium-Néon [1].

Courbe a : $\frac{c}{2\,L} \simeq 150$ MHz

Courbe b : $\frac{c}{2\,L} \simeq 112{,}5$ MHz

Le modulateur reste à quelques centimètres d'un miroir avec la même excitation électrique. Cela permet de conserver l'excursion de phase constante (cf. formule (14)). On déplace le miroir opposé au modulateur.

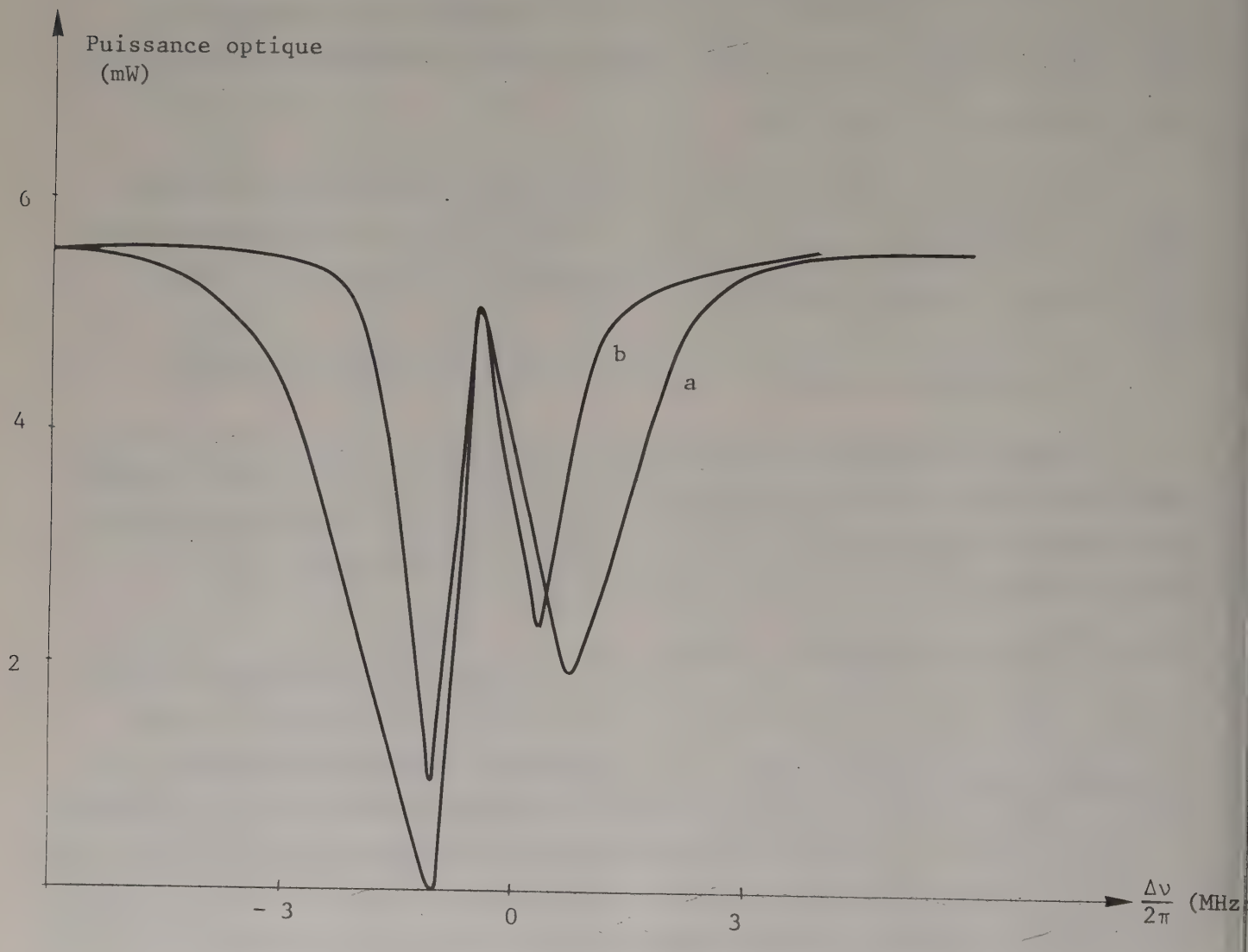


Figure 15

Puissance émise par le laser Argon en fonction du désaccord

Les minimums de puissance correspondent à un couplage de l'énergie des modes actifs sur des modes passifs. Ces minimums sont d'autant plus faibles que le couplage (par exemple K) est fort.

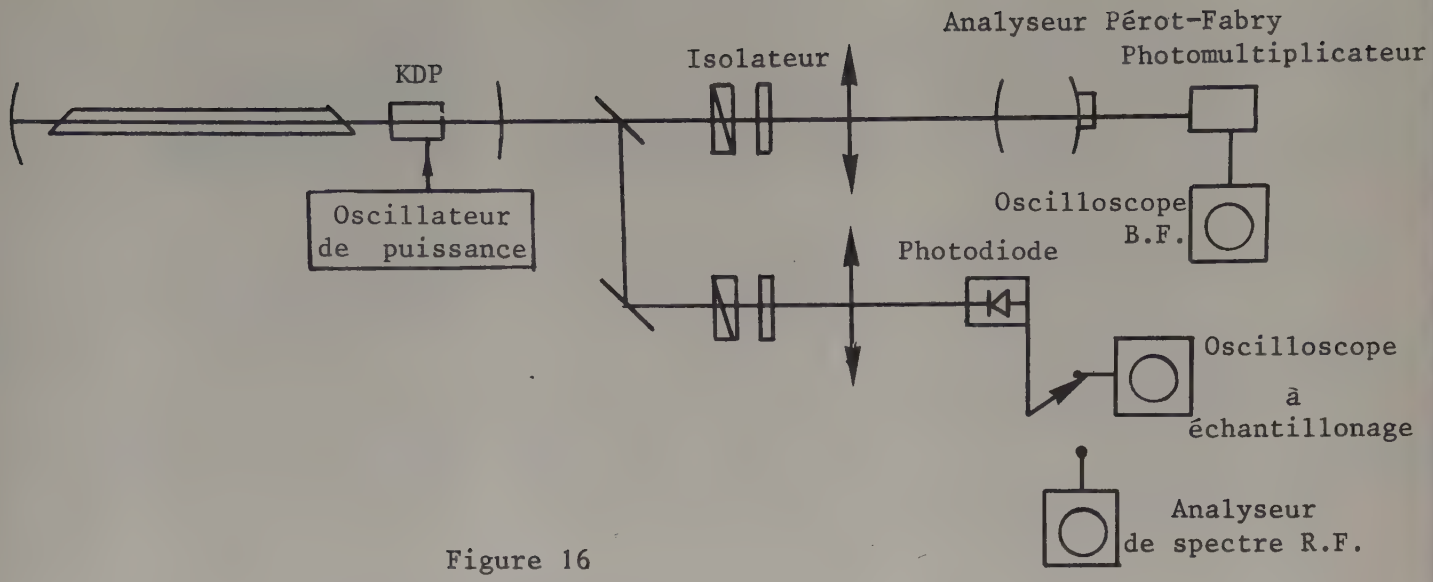


Figure 16
Dispositif expérimental

IV.3.1. - Composants du dispositif

Les expériences préliminaires se sont déroulées avec des tubes fabriqués au C.N.E.T. Ces tubes opérant à 4880 Å donnaient des puissances de l'ordre de 5 à 10 mW après introduction d'un modulateur dans la cavité optique, pour des courants de décharge de 5 à 6 A. Par la suite, nous avons utilisé un tube C.S.F. type LGA 1098 A. Ce laser, capable de fournir une puissance moyenne de 700 mW à 15 A sur toutes les raies, a permis d'obtenir, en présence de modulation, une puissance moyenne de 150 mW à 4880 Å comme à 5145 Å. Les fenêtres du tube se détériorent assez rapidement sous l'effet du bombardement occasionné par la décharge. Les divers tubes étaient alimentés par une alimentation stabilisée en courant (stabilité : 10^{-3}).

L'observation du signal émis par le laser se fait de deux façons : d'une part, on dispose d'un interféromètre Fabry-Pérot optiquement adapté à la cavité laser [24]. Cet interféromètre nous permet de visualiser le spectre optique sur un oscilloscope basse fréquence et donc d'apprécier l'étendue et la stabilité du spectre.

Par ailleurs, à l'aide d'une photodiode à faible temps de montée (< 200 ps) développée au C.N.E.T., on observe le signal émis en fonction du temps avec un oscilloscope à échantillonnage (Tektronix 561B avec tête S4). le signal détecté par la diode peut également être envoyé sur un analyseur de spectre radiofréquence (Hewlett Packard 851B/8551B) sur lequel on observe les battements entre modes.

IV.3.2. - Modulateurs utilisés

Divers modulateurs ont été utilisés au cours des manipulations. Nous nous contentons de rapporter ici des caractéristiques de deux d'entre eux.

IV.3.2.1. - Modulateur électrooptique de phase

a) Le cristal de modulation est un parallélépipède de KDP(KH_2PO_4) fabriqué au C.N.E.T., taillé suivant la coupe Z 45° (Fig. 17) : le champ électrique appliqué suivant l'axe optique est perpendiculaire à la direction de propagation du faisceau. Celui-ci polarisé perpendiculairement à l'axe optique se propage suivant une ligne neutre du cristal et subit donc à la traversée du cristal une modulation de phase pure dont l'excursion est donnée par la formule suivante [35] :

$$\Delta \phi_e = \frac{\pi}{2} \frac{V_c}{V_o} \frac{1}{h}$$

où 1 et h sont les dimensions longitudinales et transverses du cristal (section carrée).

V_c est la tension crête du signal de modulation sinusoïdal
V_o est la tension demi-onde du cristal (6,6 kV à 5000 Å)

Des essais ont eu lieu avec du KDP* (KD_2PO_4). La médiocrité des résultats obtenus est le fait des pertes diélectriques importantes de ce matériau au-delà de 100 MHz ($tg\delta \sim 0{,}05$ à 450 MHz).

Les divers cristaux sur lesquels étaient déposés des électrodes en or, avaient des revêtements antireflets sur les faces d'entrée et de sortie.

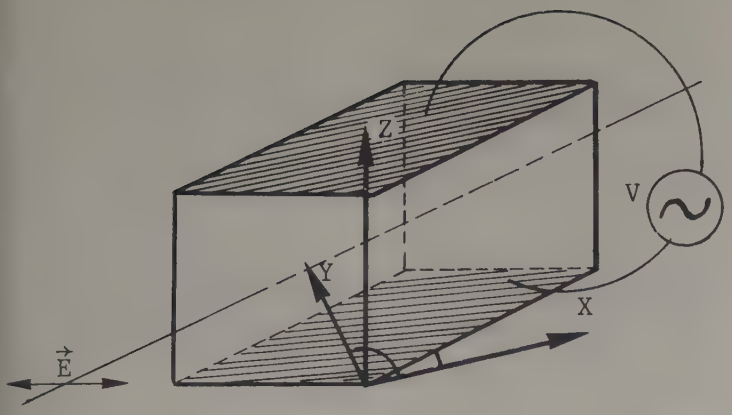
b) Aux fréquences où l'on module et avec les capacités des cristaux employés ($C \sim 10$ pF) il est nécessaire d'utiliser des résonateurs hyperfréquences. Les limitations de volume imposent alors l'utilisation de structures à lignes. Nous avons utilisé à 450 MHz une cavité réentrante construite à partir d'une ligne coaxiale rectangulaire [36] Fig. 17.

Cette cavité est alors chargée par le cristal dont la capacité C fixe la fréquence de résonance du modulateur :

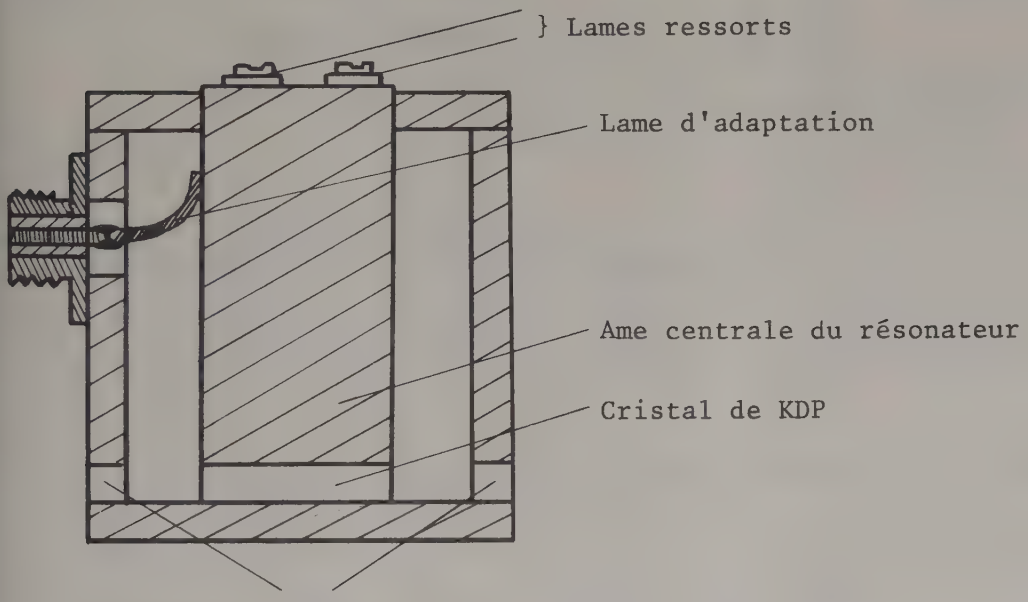
$$Z \times tg \frac{\omega 1}{c} \times C\omega^2 = 1$$

Z est l'impédance caractéristique de la ligne et 1 sa longueur. La pression exercée par le conducteur central sur le cristal est réglée par un ressort à lame.

La prise d'excitation déformable, permet une adaptation directe à 50 Ω.

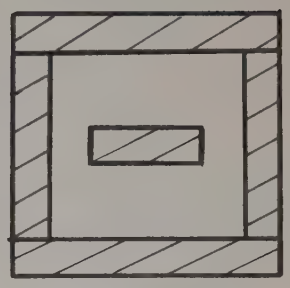


Cristal de modulation de phase en KDP - Coupe Z 45°
Champ électrique appliqué selon OZ
Polarisation de l'onde lumineuse perpendiculaire à OZ



Fenêtres d'entrée de la lumière

Schéma, en coupe, du modulateur électrooptique à KDP



Section de guide coaxial rectangulaire

Figure 17

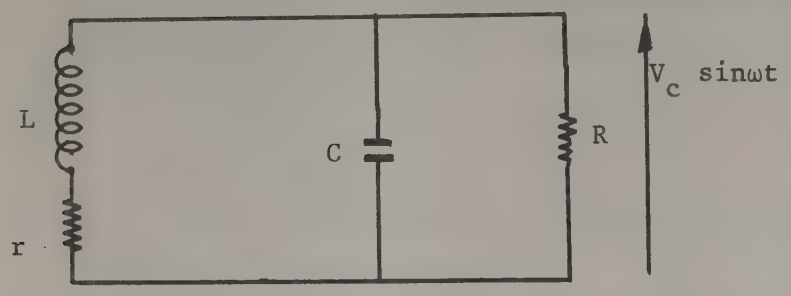
Modulateur de phase

La surtension du modulateur est alors essentiellement déterminée par celle du cristal (de 130 à 150 dans notre cas).

c) Efficacité du modulateur

L'efficacité du modulateur est directement liée à la tension V_c du signal de modulation. Il est possible de l'évaluer, sachant que le modulateur est adapté et en supposant un couplage faible vérifié a posteriori.

Nous avons le schéma électrique suivant :



L : Self de la cavité

r : Pertes de la cavité

C : Capacité du cristal

R : Pertes du cristal

Figure 18

Schéma électrique du modulateur

La cavité ayant une meilleure surtension que le cristal ($\frac{L\,\omega}{r} > RC\omega$), la surtension de la cavité chargée (Q) est pratiquement celle du cristal. En appelant P_a la puissance fournie par l'oscillateur, la tension aux bornes du cristal s'écrit

$$V_c = \sqrt{\frac{2\,QP_a}{C\omega}}$$

Le retard de phase s'écrivant

$$\Delta\phi_e = \pi \frac{1}{h} \frac{\sqrt{\frac{QP_a}{2C\omega}}}{V_o}$$

Ainsi avec Q = 150 P_a = 1 W l = 50 mm h = 3 mm on obtient

$$\Delta\phi_e \simeq 0{,}42 \text{ rd} \pm 0{,}04$$

On a vérifié expérimentalement ces évaluations en relevant la valeur de l'indice de modulation en fonction du désaccord, en régime de modulation de fréquence. Rappelons que pour ce régime de fonctionnement, le signal émis par le laser est une onde modulée en fréquence dont le spectre est caractéristique d'un certain indice de modulation : $\Gamma = \frac{\delta\phi}{\Delta\Omega/\frac{c}{L}}$ où $\delta\phi$ a été défini par la formule (14)

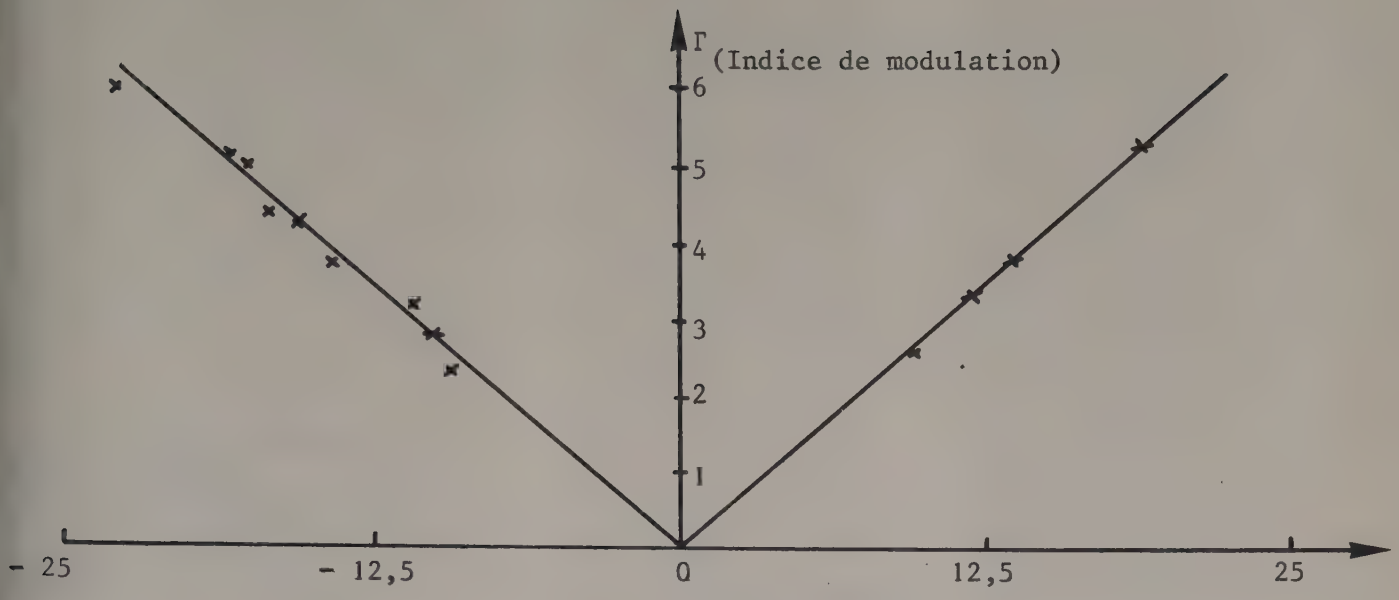


Figure 19
Variations de l'indice de modulation en fonction du désaccord $\frac{\nu_m}{2\pi}$ = 450 MHz, P_a = 1W, λ = 4880 Å

D'après la figure 19, on a :

$\delta\phi$ = 0,284 rd

La formule (14) donne alors

$\Delta\phi_e$ = 0,39 rd $\pm$ 0,04

L'accord entre la valeur mesurée et la valeur calculée précédemment (0,42 rd) est tout-à-fait satisfaisant.

IV.3.2.2. - Modulateur acoustooptique d'amplitude

a) Le modulateur acoustooptique (développé au C.N.E.T.) se compose d'un quartz de coupe X collé sur un résonateur en silice [37]. Le quartz de dimensions 6 x 10 mm a une fréquence fondamentale de 16,8 MHz. On l'utilise à 50,1 MHz, sur le partiel 3. Le milieu d'interaction en silice, de 2 mm d'épaisseur, est le siège d'oscillations acoustiques résonantes qui créent un réseau de diffraction (Fig. 20). La longueur d'interaction est de 10 mm. Le paramètre Q [37] caractéristique du type de diffraction étant voisin de 1,4, l'efficacité du modulateur est maximum pour un incidence normale du faisceau acoustique (effet Raman-Nath). Les amplitudes des divers faisceaux lumineux diffractés ont une répartition en fonction de Bessel, avec un indice caractéristique de l'excursion de modulation :

$I_n = J_n^2 (2v \cos \omega t)$

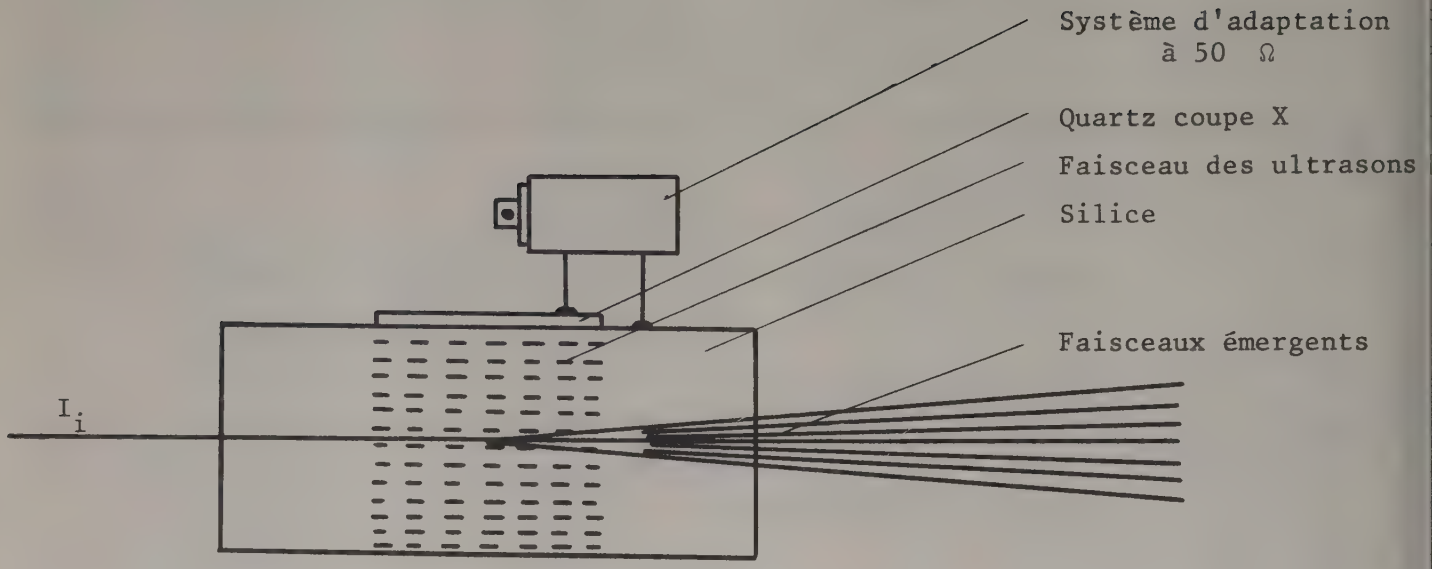


Figure 20

Schéma du modulateur acoutooptique fonctionnant en régime Raman-Nath : au faisceau incident d'intensité I_i correspondent les faisceaux émergents d'intensité $I_i\ J_n^2\ (2\ v \cos \omega t)$

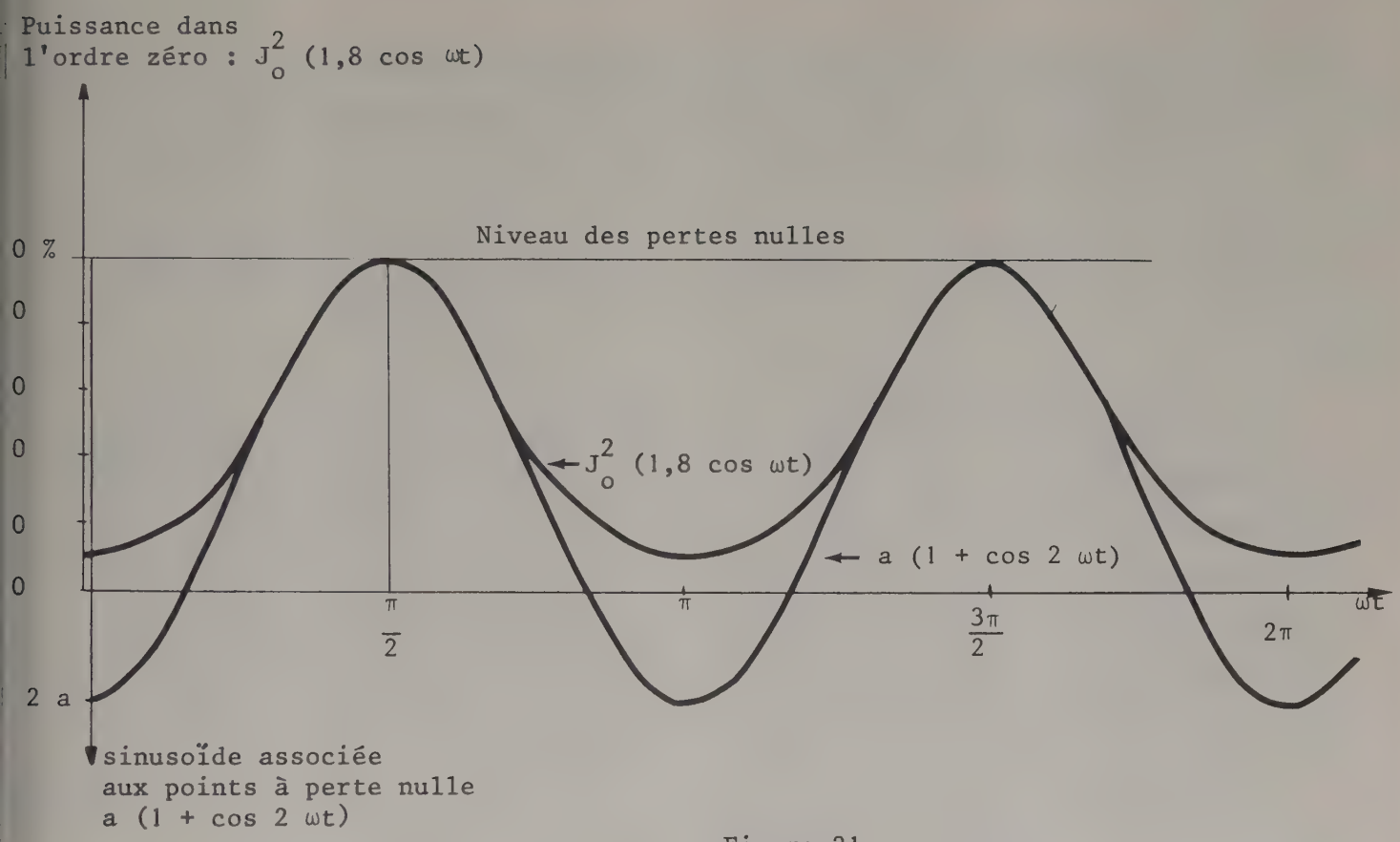


Figure 21

Efficacité du modulateur acoustooptique : Puissance de la tâche non diffractée et mesure de l'excursion de modulation $\alpha_c = \frac{\alpha_a}{2}$

b) Le modulateur se présente comme une capacité de 14 pF. Son adaptation se fait à l'aide d'une self qui sert d'autotransformateur. Etant donnée la faible puissance nécessaire (50 à 70 mW) et les variations rapides de l'impédance du modulateur autour de la résonance, on insère un atténuateur entre celui-ci et l'oscillateur afin d'obtenir une bonne stabilité.

c) Efficacité

Comme pour tous les modulateurs d'amplitude, l'efficacité du dispositif utilisé peut être mesuré à l'extérieur de la cavité optique. On a ainsi relevé les puissances contenues dans les diverses tâches diffractées, à 5145 Å. On a obtenu les résultats suivants :

Ordre de la tâche	Sans Modulation	Avec Modulation
0	70 mW	36 mW (51,5 %)
1	0	15 mW (21,5 %)
2	0	1 mW (1,4 %)
3	0	Non mesurable

Ces résultats correspondent à une valeur de v voisine de 0,9. On peut alors représenter (Fig. 21) l'intensité contenue dans la tâche centrale et connaître l'excursion de modulation associée : en effet, au voisinage des points à pertes minimum ($\omega t = (2k + 1)\frac{\pi}{2}$), il est possible d'approximer $J_o^2(x)$ par une sinusoïde qui permet la détermination, en première approximation, de α_a. Ainsi aux résultats précédents correspond une excursion de modulation $\alpha_c \simeq 0{,}33$ rd. Les expériences de modulation confirment l'ordre de grandeur de cette excursion.

IV.4. - RESULTATS EXPERIMENTAUX

IV.4.1. - Régimes d'impulsion en M.Φ. à 450 MHz ($\nu_m = 4\pi \frac{c}{L}$)

IV.4.1.1. - Observation du signal émis en fonction du désaccord

La figure 22 représente les variations de la puissance émise par le laser en fonction du désaccord. La courbe relevée diffère assez peu de ce que l'on observe avec le laser Hélium-Néon [1] [15]. La zone centrale de la courbe 22, qui correspond à la plage de désaccord où le laser émet un train continu d'impulsions présente en fait des régimes distincts, d'importance variable en fonction du rapport entre la puissance de modulation et la puissance du laser. On a représenté sur la figure 22 les positions relatives des divers régimes observés.

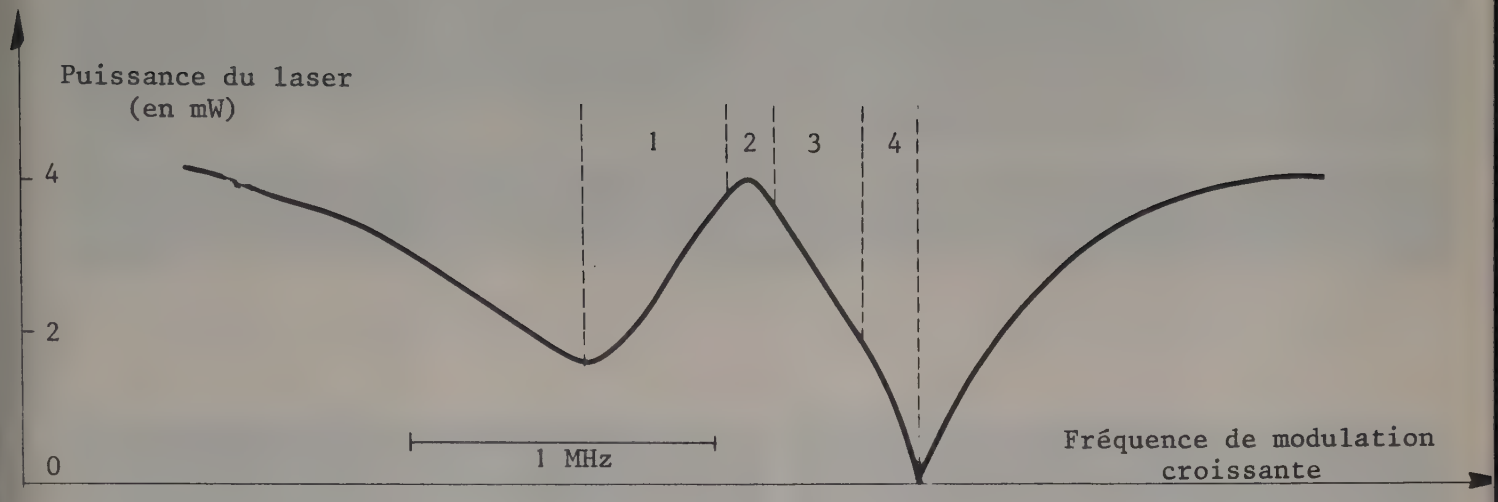


Figure 22

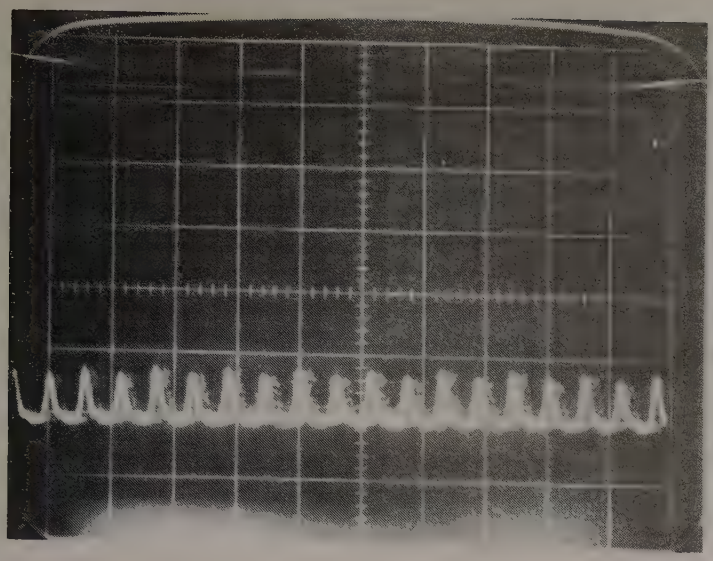
Divers régimes observés dans le cas d'une modulation à une fréquence voisine de $4c/2L$ (450 MHz) à 4880 Å pour une puissance laser de 4 mW

La courbe de la figure 22 a été relevée à 4880 Å. Elle comporte les mêmes régimes que les courbes équivalentes à 5145 Å. Nous avons choisi de la placer ici pour montrer la plage de fréquence sur laquelle on observe des impulsions. A cette plage (environ 1 MHz), on doit rapprocher celle correspondant à 5145 Å (environ 200 kHz comme nous le verrons figure 25) et celle correspondant au laser He-Ne émettant à 6328 Å (environ 50 kHz [1]). Il s'avère que la largeur de cette plage est dans les trois cas très proche de la valeur de la D.E.F.M.

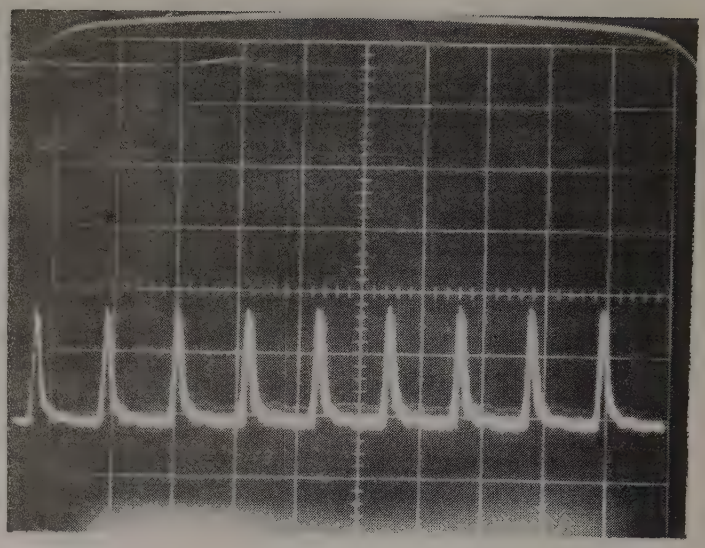
Le tableau 23 représente l'évolution du signal optique lorsque l'on fait varier la longueur de la cavité autour de $\Delta\nu = 0$.

Dans la région 1 (photo a) existent deux trains simultanés d'impulsions d'amplitudes souvent différentes, avec prédominance de l'un ou l'autre des trains. Chacun de ces trains correspond à l'une des positions stables permises par la modulation de phase (Figure 24), soit au maximum de l'excursion de phase, soit au minimum. En fait, on constate que les phases des trains d'impulsions ne sont pas exactement de 0 ou π par rapport au signal de modulation mais varient autour de ces valeurs en même temps que le désaccord.

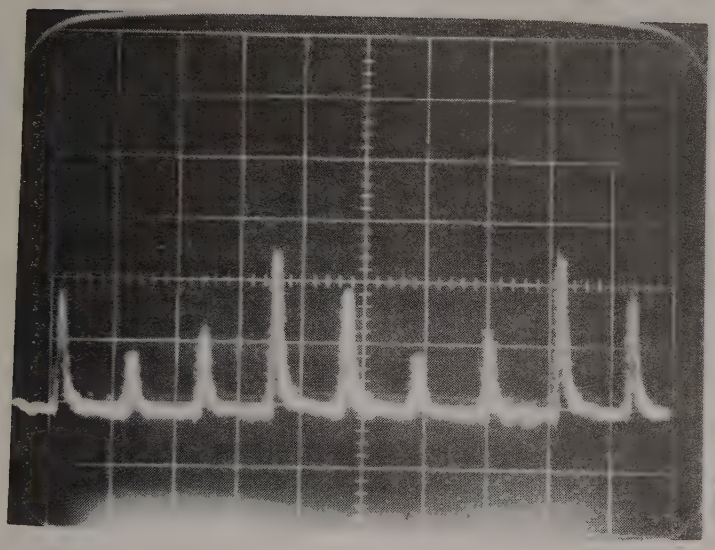
La présence, en modulation de phase, de tels régimes correspondant à



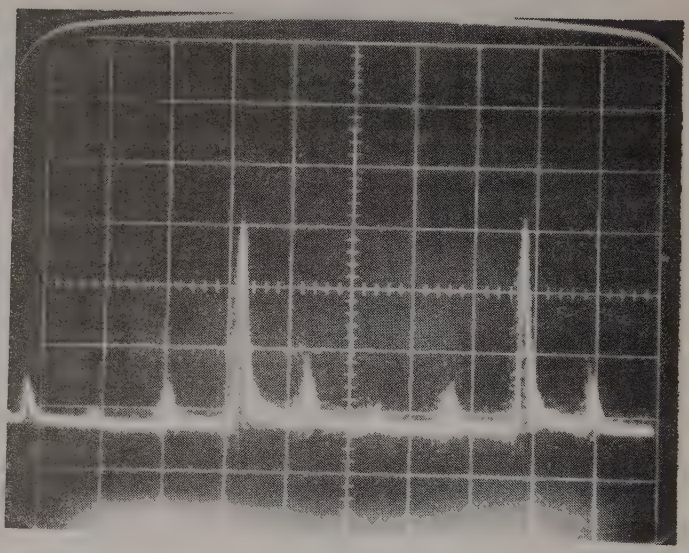
- a -



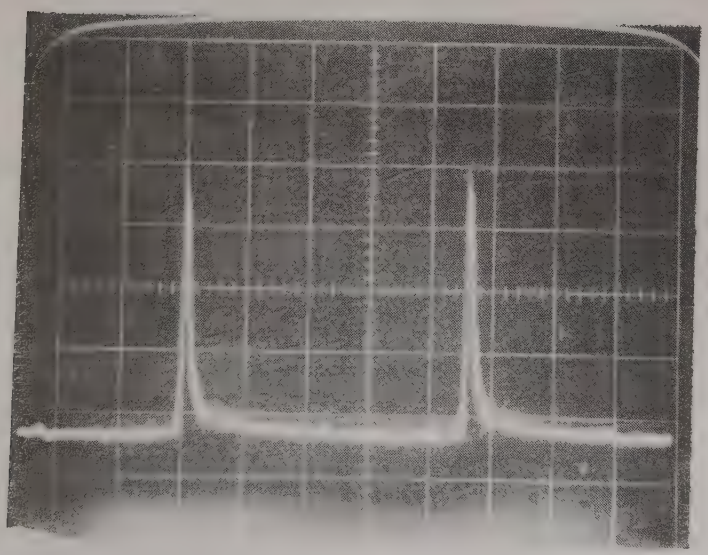
- b -



- c -



- d -



- e -

Tableau 23

Différents regimes d'impulsions en modulation de phase à 450 MHz

Echelle horizontale : 2 ns/Div

" verticale : 200 mV/Div

l'existence de deux modes globaux apparaissant simultanément ou successivement a été rapportée pour le laser Hélium-Néon par Amman et al [38] et étudiée par Hong et Whinnery [21].

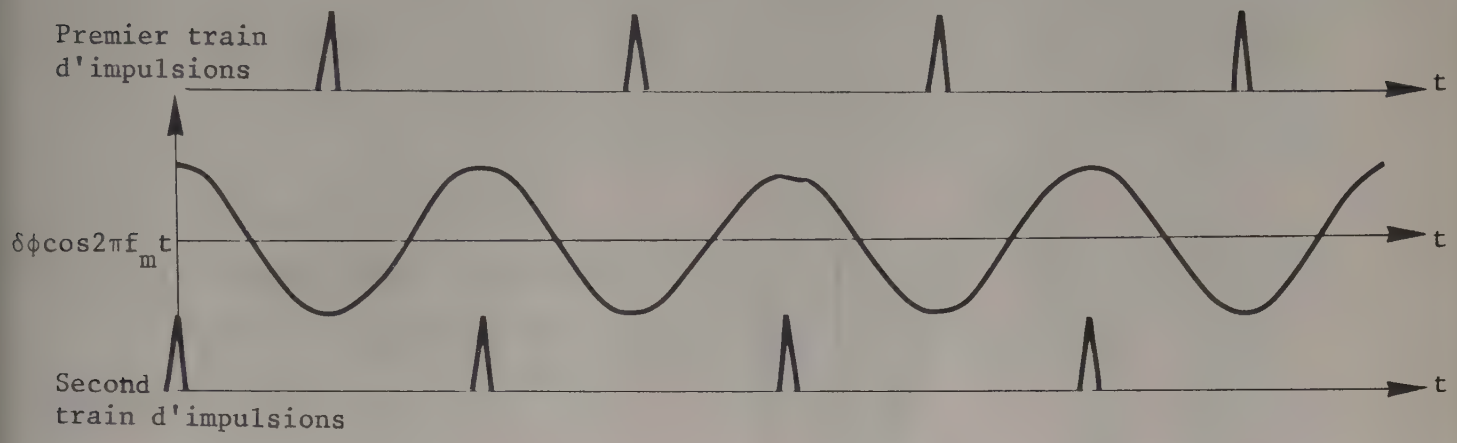


Figure 24
Positions des trains d'impulsions par
rapport aux variations de l'excursion de phase

Dans la région 2 (Photo b), on observe un train d'impulsions à p $\frac{c}{2L}$ qui, dans le cas de fortes excursions de phase, peut s'étendre à la région 1.

Dans la région 3 (photos c et d), le signal est constitué d'impulsions de récurrence p $\frac{c}{2L}$ mais dont l'amplitude est modulée à $\frac{c}{2L}$. L'amplitude de cette modulation croit de la région 2 à la région 4.

La région 4 enfin (photo e), correspond à un train d'impulsions de fréquence de récurrence $\frac{c}{2L}$, qui peut être considérée comme la limite de l'évolution constatée dans la zone précédente.

Il faut noter qu'au voisinage des minimums de puissance - limites respectivement inférieure et supérieure des zones 2 et 4 - l'émission est très bruitée, correspond à une compétition entre modes globaux mal couplés. Aussi est-il délicat de délimiter correctement les régions 2 et 4 (sauf dans le cas où l'on a extinction du laser pour les minimums).

Pour des excursions de phase voisine de 0,3 rd, ces divers régimes s'observent à 5145 Å, à des niveaux d'une centaine de mW optiques. La puissance crête des impulsions est alors de 0,8 W. Par contre à 4880 Å, à 100 mW de puissance optique, la région 2 disparaît pratiquement et le signal émis est beaucoup moins stable.

IV.4.1.2. - Etude des différents régimes d'impulsions

La figure 25 représente dans le plan ($\Delta\nu$, $\delta\phi$) les divers régimes observés pour une puissance du laser de 10 mW (5145 Å).

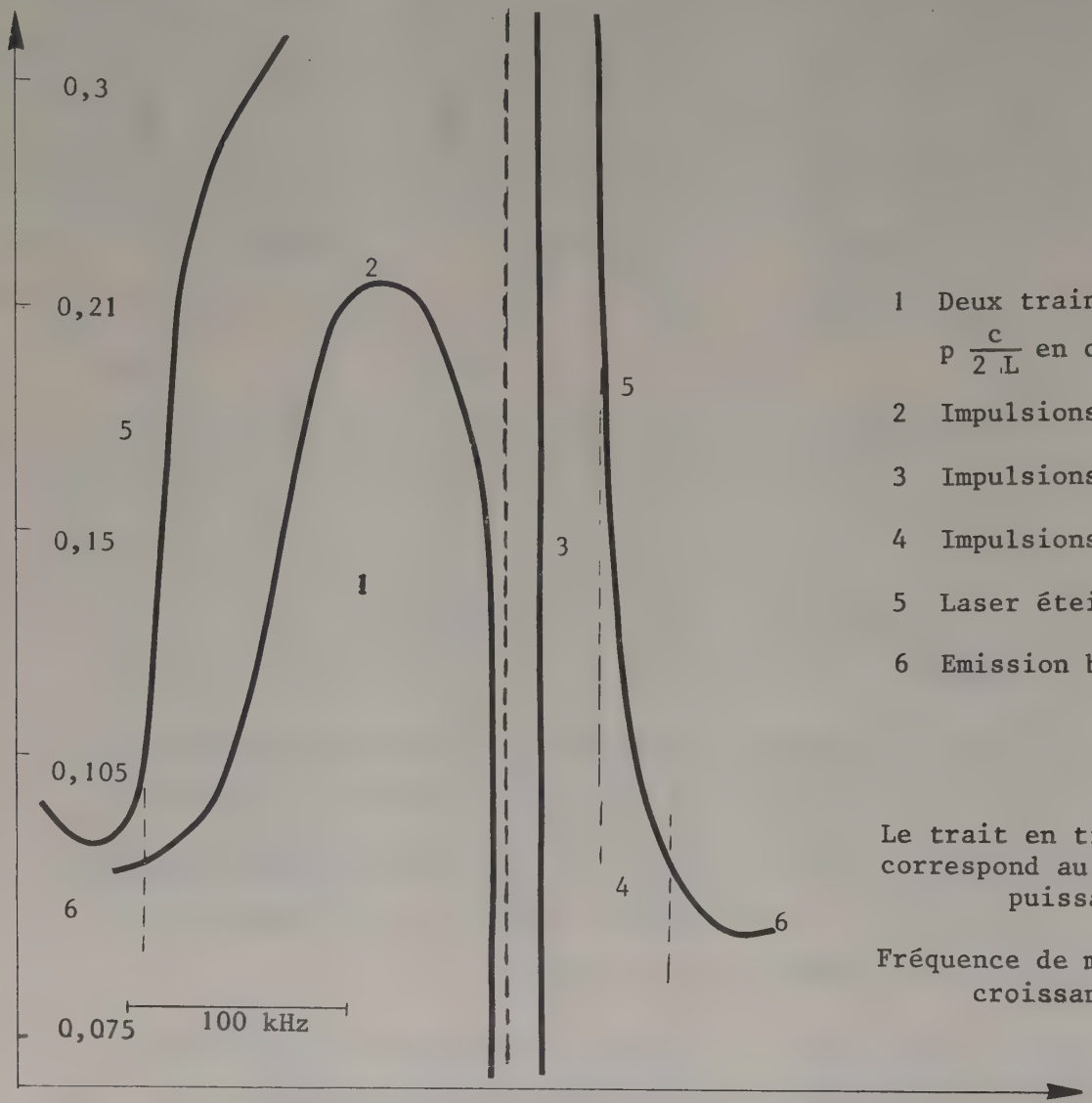


Figure 25

Divers régimes d'impulsions en M.ϕ. à f_r = 450 MHz

Ces divers régimes semblent trouver leur origine dans la dispersion en fréquence des modes de résonance de la cavité en fonctionnement. Cette dispersion est liée à la partie réelle de la susceptibilité (χ') par la relation

$$\delta\nu_n = \nu_n - \nu_{on} = -\chi' \frac{\nu_{on}}{2} \neq -\chi' \frac{\omega_b}{2}$$

ν_n et ν_{on} étant les fréquences de résonance respectivement en fonctionnement et à vide.

Suivant la méthode utilisée par Statz [3], nous avons évalué la courbe de dispersion correspondant au laser à Argon dans l'approximation où la largeur de raie homogène est très supérieure à l'écart entre les modes, pour un rapport gain/pertes rencontré habituellement. Sur la figure 26, nous avons représenté les variations de χ' (ou de $\delta\nu$) en fonction de ν. Il apparaît que $|d\chi'/d\nu|$ croit lorsque l'on s'éloigne de la résonance, du moins tant que l'on reste dans les limites où le gain est supérieur aux pertes de la cavité. Il en résulte que les écarts entre les fréquences des modes sont plus grands au centre de la raie que sur les côtés, en régime libre.

En régime de synchronisation, les fréquences des composantes spectrales du mode global sont équidistantes. Sur la figure 26, ces fréquences sont donc situées sur une droite parallèle à la droite en tireté passant par ω_o et dont la pente varie avec f_r.

Les modes globaux ayant tendance à se former dans les régions où les écarts de fréquence entre les modes correspondent naturellement à f_r, il en apparaît deux situés de part et d'autre de la résonance (représentés par les portions de droite aux points A et B de la Figure 26) dans le cas du laser à Argon pour $f_r < 4\, f_o$

Les deux modes globaux qui sont en compétition (puisqu'ils voient le même gain) peuvent se supprimer l'un l'autre ou coexister. Cette coexistence est d'autant plus aisée que l'on module non pas à la fréquence fondamentale, mais à un de ses harmoniques, puisqu'on permet ainsi aux deux modes globaux d'intercaler leurs composantes spectrales dans la partie médiane de la courbe de gain ; ceci correspond à la zone 1 de la Figure 25.

On passe dans la zone 2 par l'un des processus suivants (on ne s'intéresse pas à la partie gauche de la zone 2) :

a) En accroissant la puissance de modulation, donc $\delta\phi$, on augmente l'étendue spectrale de chaque mode global, ce qui conduit à l'extinction de l'un d'entre eux, comme il apparaît sur la Figure 25.

b) Lorsqu'on fait croître la fréquence de modulation, les modes globaux se rapprochent du centre de la courbe de gain, provoquant également l'extinction de l'un d'entre eux du fait de leur compétition. On obtient alors un régime "normal" de fonctionnement avec la production d'impulsions à 450 MHz.

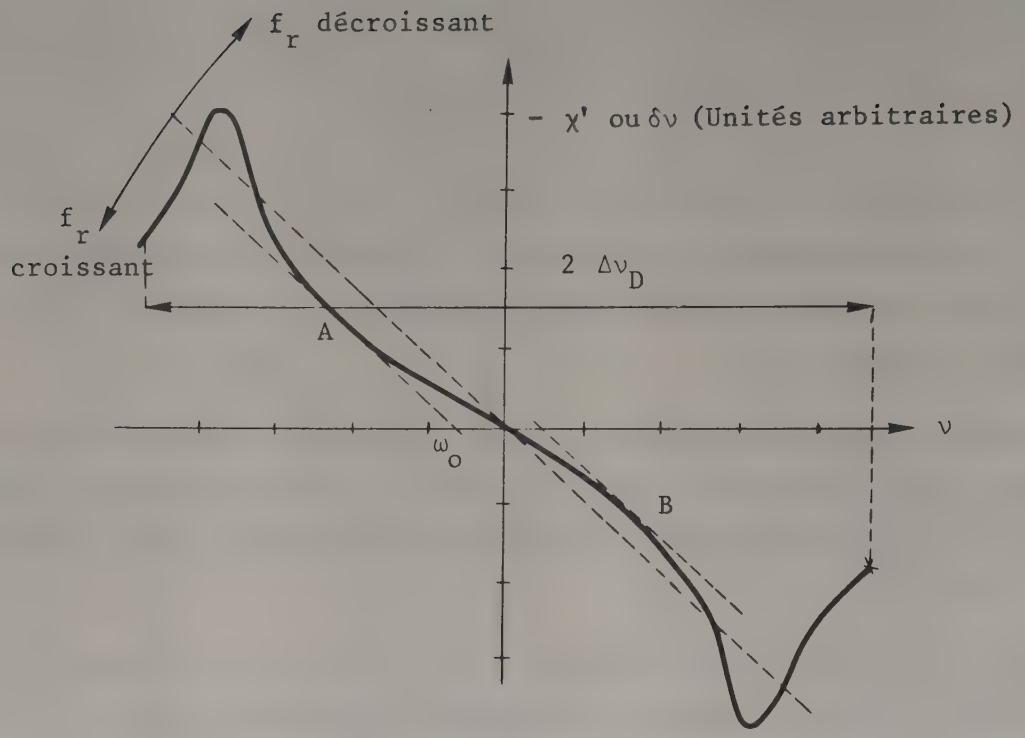


Figure 26

Variation de la susceptibilité en fonction
de la fréquence pour une courbe de gain définie par :

$$g_o \exp - \left(\frac{\nu - \omega_o}{\Delta\nu_D/2}\right)^2 \quad \text{pour} \quad |\nu - \omega_o| > \frac{\Delta\nu_D}{2}$$

$$g_o \exp - 1 \qquad \text{pour} \quad |\nu - \omega_o| \quad \frac{\Delta\nu_D}{2}$$

Si on continue à augmenter f_r, au-delà de 4 f_o, on favorise encore l'existence d'un seul mode global centré sur la courbe de gain. Toutefois, le transfert d'énergie des composantes centrales à fort gain vers les composantes latérales est alors défavorisé par la dispersion, ce qui augmente les pertes du mode global. C'est à cela qu'est attribuée l'apparition d'autres modes globaux (trois dans le cas présent) centrés au voisinage du premier. Chacun des modes globaux a alors un encombrement spectral a priori plus faible que ne l'aurait eu un mode unique. Les pertes sont alors minimales pour l'ensemble des oscillations.

Les observations effectuées jusqu'à présent semblent montrer que, dans ce cas, les divers modes globaux coexistants ont même phase. Dans le cas où les quatre modes globaux ont même amplitude, on observe des impulsions à 112,5 MHz.

IV.4.1.3. - Possibilités d'utilisation de la M.Φ. à 450 MHz

Comme nous venons de le voir, divers régimes parasites constituent un obstacle à l'utilisation, de façon simple, de ce type de modulation pour la réalisation d'horloges stables.

On remarquera tout d'abord que la zone où le signal est stable, a une largeur d'une quinzaine de kHz ; avec une fréquence de modulation stable, cela correspond à une variation de la longueur de la cavité de $\pm$ 20 µ, c'est-à-dire qu'en laboratoire, on peut avoir une stabilité (en amplitude) suffisante pendant plusieurs heures.

Cependant pour un dispositif opérationnel, il est nécessaire d'effectuer une stabilisation de la cavité. Plusieurs techniques sont possibles : par exemple à partir de l'évolution de la phase du train d'impulsion par rapport au signal de modulation (méthode utilisée par Osterink pour le laser YAG:Nd [39]) ou à partir de l'amplitude des battements après détection de l'onde émise. La méthode de Huggett [40] qui consiste à attaquer le modulateur à partir du battement R.F. détecté et amplifié, semble également supprimer l'existence des régimes parasites. Cependant des relaxations lentes que l'on attribue à l'échauffement du modulateur, empêchent actuellement la mise en oeuvre de façon simple de cette méthode.

IV.4.2. - Régime d'impulsion en M. A. à 100 MHz

IV.4.2.1. - Observation du signal en fonction du désaccord

De même qu'en M.Φ., on observe divers régimes lorsque l'on fait varier le désaccord. Sur la figure 27, on a représenté la puissance en fonction du désaccord.(Lorsqu'on diminue la puissance de modulation, la plage de désaccord sur la-

quelle le laser émet de la puissance augmente).On a repéré les zones correspondant aux divers régimes. Des résultats similaires ont été obtenus avec un modulateur d'amplitude électrooptique (utilisant le KDP).

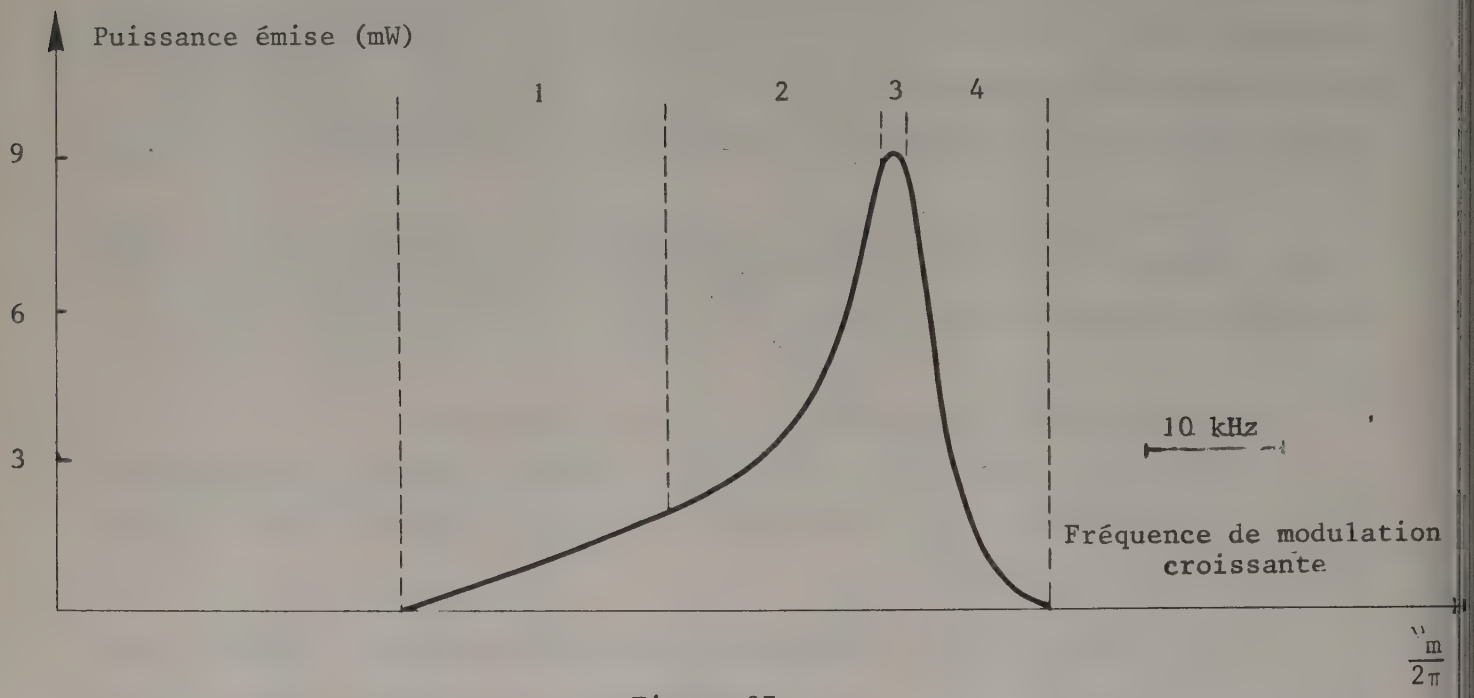


Figure 27

Régimes observés en modulation d'amplitude à 5145 Å

Fréquence de modulation $\frac{c}{2L}$ (≃ 100 MHz)

Sur le tableau 28, on peut voir l'évolution du signal optique en fonction du désaccord.

IV.4.2.2. - Etude des différents régimes d'impulsions

La courbe représentée sur la Figure 27 doit être rapprochée de celles des Figures 22 et 25.

En effet, on note à nouveau une dissymétrie par rapport au maximum de puissance émise qui correspond à l'accord entre la fréquence de modulation et la fréquence fondamentale de la cavité.

Cette dissymétrie concerne non seulement la puissance, mais également la forme du signal émis par le laser,comme en M.Φ. Il faut à nouveau voir dans ce phénomène le rôle joué par la dispersion du milieu actif.

La région 1 correspond à l'existence d'un train de "groupes" d'impulsions. Ces groupes passent dans le modulateur au voisinage des instants où les

pertes sont minimum. Ils sont le plus souvent constitués de deux impulsions fines superposées à une impulsion plus large (Photo a du tableau 28).

Lorsque l'on fait évoluer la fréquence de la cavité de façon à se rapprocher de la région 2 (Photo b du tableau 28), le signal devient plus propre et seules demeurent les deux impulsions fines qui se rapprochent l'une de l'autre. La seconde impulsion est toujours plus petite que la première. En se rapprochant de la région 3, la seconde impulsion finit par décroître en amplitude avant de disparaître totalement lorsque son écart avec la première devient trop faible.

La région 3 correspond à l'existence d'un train continu d'impulsions espacées de $\frac{2\,L}{c}$ passant dans le modulateur lorsque les pertes sont minimum (Photo c).

Dans la région 4 (Photo d), on constate une baisse de puissance des impulsions accompagnée d'un élargissement de celle-ci jusqu'à extinction.

Lors de modulations à fréquence harmonique (par exemple $\frac{2c}{2L}$), on a observé dans cette région 4 des impulsions espacées de $\frac{2\,L}{c}$.

L'origine de ces différents régimes se trouve comme en M.Φ. dans la dispersion de l'indice de réfraction du milieu actif (§ IV.4.1.2.). Nous remarquerons seulement que le régime correspondant en M.Φ. à l'existence de deux trains d'impulsions séparés d'environ une demi-période correspond ici à l'existence de deux mêmes trains pratiquement en phase et passant dans le modulateur lorsque les pertes sont minimum.

IV.4.2.3. - Possibilité d'utilisation de la M.A. à 100 MHz

La zone où le signal est constitué d'un train d'impulsions espacées de $\frac{2\,L}{c}$, d'amplitude quasi-maximum, a, comme en M.Φ., une largeur correspondant à une variation de longueur de la cavité de 20 µ, ce qui permet d'utiliser directement le laser muni de son modulateur avec une stabilité suffisante pendant plusieurs heures en laboratoire.

Pour une utilisation demandant un signal stable dans des conditions plus difficiles, il est nécessaire de faire une stabilisation qui, comme en M.Φ., peut se faire à partir de la phase du train d'impulsions par rapport au signal de modulation ou à partir de l'amplitude du battement B.F. fondamental.

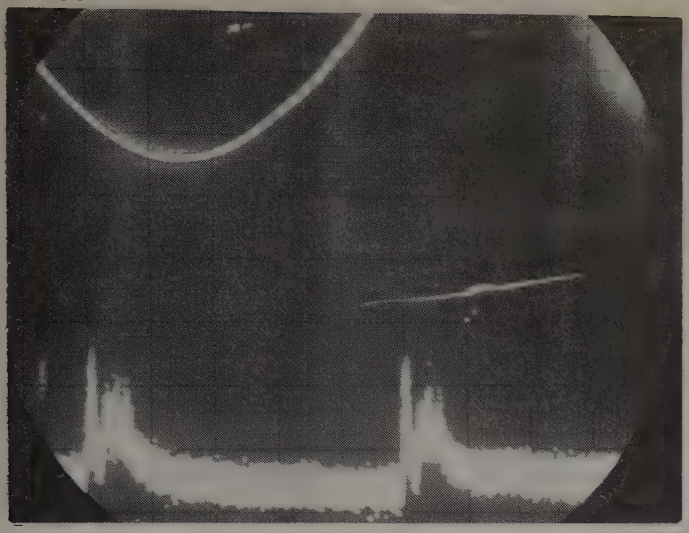


Photo a

Impulsions multiples passant dans le modulateur lorsque les pertes sont faibles

100 mV/Div
2 ns/Div

Puissance laser ≃ 10 mW

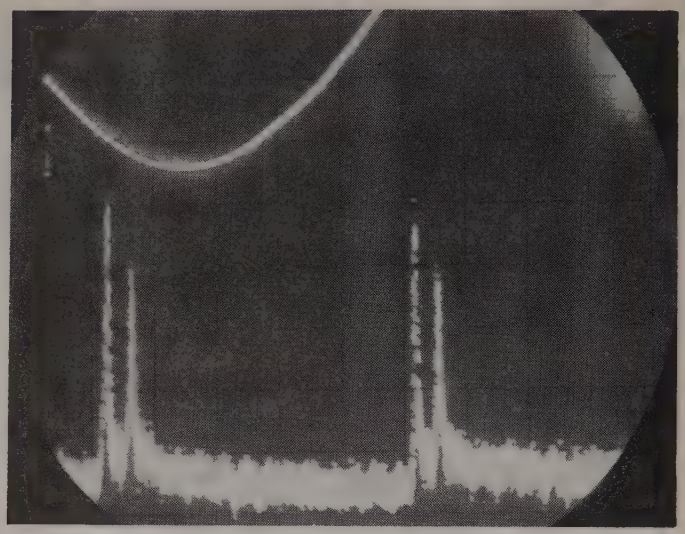


Photo b

Impulsions doubles dont l'écart est grossièrement proportionnel au désaccord

100 mV/Div
2 ns/Div

Puissance laser ≃ 50 mW

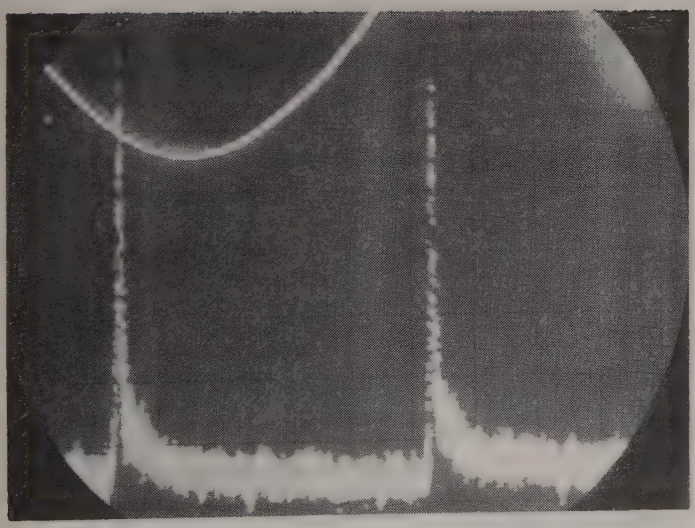


Photo c

Train d'impulsions de période de récurrence $\frac{2\,L}{c}$

100 mV/Div
2 ns/Div

Puissance laser ≃ 100 mW

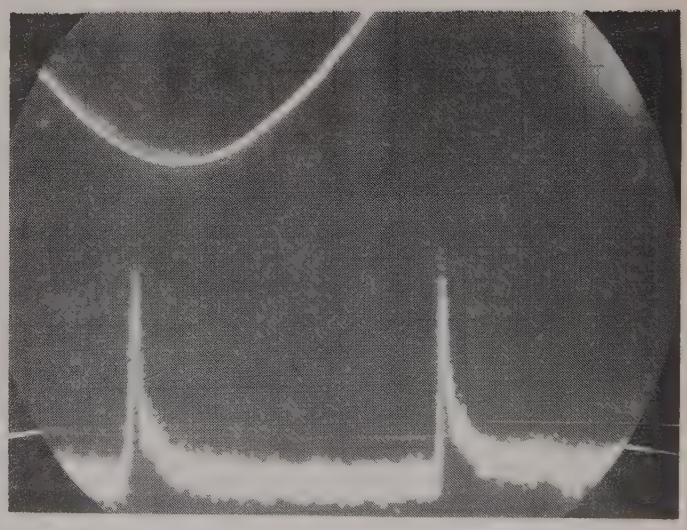


Photo d

Train d'impulsion de période de récurrence $\frac{2\,L}{c}$, élargies

100 mV/Div
2 ns/Div

Puissance laser ≃ 40 mW

TABLEAU 28

La sinusoïde de modulation permet d'apprécier sur les photos, l'évolution de la phase des impulsions

IV.4.3. - Durée des impulsions

La mesure de la durée des impulsions se fait directement sur un oscilloscope à échantillonnage, après détection par une photodiode au silicium. On a ainsi pu mesurer des largeurs à mi-hauteur de l'ordre de 0,2 ns. Il ne semble pas que la détection élargisse les impulsions. En effet, en utilisant un interféromètre de Mickelson [42], on obtient une valeur de la durée des impulsions semblable à celle que donne la mesure directe [43] (mesure effectuée en M.ϕ.). Encore doit-on remarquer que la mesure interférométrique ne peut donner qu'une valeur inférieure ou égale à la durée réelle. Par ailleurs, l'observation directe à l'oscilloscope permet de mesurer le "jitter" qui est un paramètre important dans une horloge ; il peut dans certains cas atteindre 50 ps.

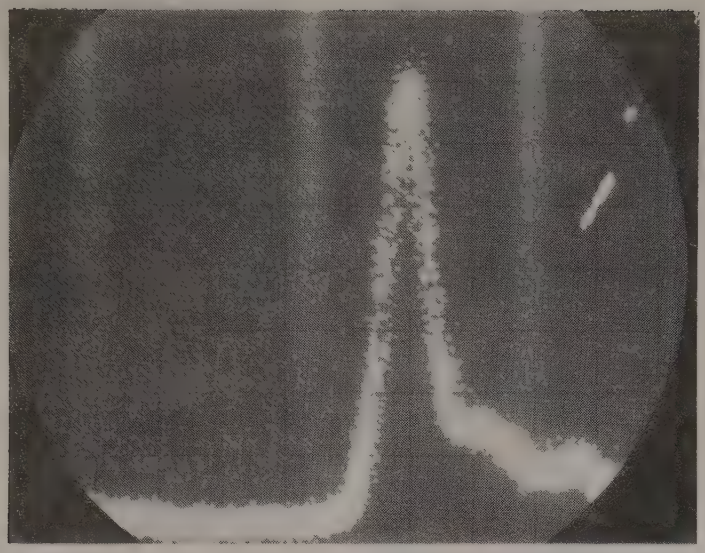
La durée des impulsions varie suivant divers paramètres dont les principaux sont la puissance optique, l'indice de modulation et le type de modulation.

De 0,28 ns, pour quelques mW de puissance optique, la largeur de l'impulsion en M.ϕ. passe à 0,25 ns pour 100 mW, à excursions de phase identiques (environ 0,2 rd). La réduction de la durée de l'impulsion suit donc directement l'accroissement de la largeur de la bande d'oscillation du laser libre, sans pour autant qu'il y ait une relation simple entre les deux grandeurs. Un facteur non négligeable est la transmission du miroir de sortie qui modifie le rapport entre la puissance émise et la largeur de la bande d'oscillation. Un coefficient de réflexion faible semble correspondre à une durée plus grande, à puissance égale.

L'indice de modulation joue évidemment un rôle primordial : à de faibles indices correspondent des impulsions larges. Lorsque l'on désire un signal stable, il est généralement nécessaire d'avoir une excursion importante (0,25 rd typiquement). A ce niveau, une augmentation de l'excursion de modulation correspond plus à une diminution de la puissance de l'impulsion (par couplage de l'énergie sur des modes en-dessous du seuil) qu'à une diminution de sa durée.

Enfin, il faut remarquer qu'il existe une différence entre les durées des impulsions obtenues avec des modulateurs de phase et d'amplitude : pour une même excursion de modulation, nous avons observé des durées de 0,2 ns pour 100 mW de signal optique en M.A., contre 0,25 en M.ϕ. Récemment Kuizenga et Cols [41] ont obtenu des impulsions de 170 ps de large à un niveau de 750 mW. La différence des durées en M.A. et en M.Φ. s'explique d'après la théorie développée par Siegman et Kuizenga [44] où les auteurs montrent que le produit $\Delta\tau.\Delta\nu_{osc}$ est plus faible en M.A. qu'en M.Φ. ($\Delta\tau$: largeur à mi-hauteur de l'impulsion, $\Delta\nu_{osc}$: largeur à mi-

hauteur de la bande d'oscillation).



Evaluation à l'oscilloscope de la durée des impulsions : ici en M.A.

100 mV/Div
200 ps/Div

Figure 29

IV.5. - PLACE DU LASER A ARGON COMME HORLOGE LUMINEUSE

Au cours de ce chapitre, nous avons vu les problèmes que pose la réalisation d'une horloge optique, donnant un train continu d'impulsions récurrentes, par modulation interne du laser à Argon. La mise en oeuvre en est certainement plus délicate qu'avec le laser Hélium-Néon, du fait des excursions de modulation plus importantes qu'elle réclame. En contrepartie, les performances obtenues sont plus intéressantes puisque l'on gagne sur la puissance crête (5 W) et la finesse des impulsions (0,2 - 0,25 ns). Aussi pour certaines applications d'horloges, on préfèrera le laser à Argon au laser Hélium-Néon, malgré son prix et son encombrement supérieur.

En concurrence directe avec le laser à Argon vient, au point de vue puissance des impulsions le laser à YAG dopé au néodyme, plus compact, mais tout aussi onéreux et dont la modulation interne avec production d'impulsions semble plus délicate que celle du laser Argon. Pour les applications où la longueur d'onde importe peu, on préfèrera disposer d'un laser YAG capable de fournir des impulsions plus fines (50 ps). Par contre, si l'on désire des impulsions à une longueur d'onde proche de 0,5 µ, il n'est pas sûr que le doublement de fréquence des impulsions du laser YAG soit une solution viable. En effet, les impulsions sont alors plus larges (250 ps [45]).

Il faut aussi noter les intéressantes possibilités offertes par les lasers à teintures fonctionnant en régime permanent, capables de fournir des impulsions de 50 ps [46].

V - PRODUCTION D'IMPULSIONS PAR LE LASER HELIUM-NEON A L'AIDE D'UNE CELLULE ABSORBANTE

Dans ce chapitre, nous rapportons le travail effectué sur le blocage en phase des modes du laser Hélium-Néon à l'aide d'une cellule absorbante de Néon placé dans la cavité optique,; ce travail a fait, en partie, l'objet d'une note technique [47] .

Les phénomènes associés à l'effet d'une décharge absorbante de Néon sur l'émission d'un laser Hélium-Néon ont donné lieu à de nombreuses recherches (par exemple [48][49]). Au cours de celles-çi, il est apparu que la présence de la cellule absorbante permettait de provoquer un couplage entre modes du laser et d'obtenir soit des régimes monomodes [7][8] soit un fonctionnement en générateur d'impulsions récurrentes [7][20] . Après un rappel sur les propriétés du mélange actif Hélium-Néon, nous présentons l'étude que nous avons faite du phénomène puis les résultats auxquels nous sommes parvenus.

V.1. - AMPLIFICATION ET ABSORPTION DU MELANGE HELIUM-NEON

V.1.1. - Excitation, amplification et absorption

La transition 6 328 Å qui nous intéresse correspond aux niveaux $3s_2 \rightarrow 2p_4$

Deux autres raies avec des gains supérieurs aboutissent à ces deux niveaux. Ce sont :

1,15 µ $2s_2 \rightarrow 2p_4$: même niveau inférieur que 6 328 Å

3,39 µ $3s_2 \rightarrow 3p_4$: même niveau supérieur que 6 328 Å

Cette dernière raie (3,39) a un gain très important. Aussi faut-il prendre des précautions pour en empêcher l'oscillation, lorsque l'on veut faire osciller la raie 6 328 Å, avec un maximum d'efficacité.

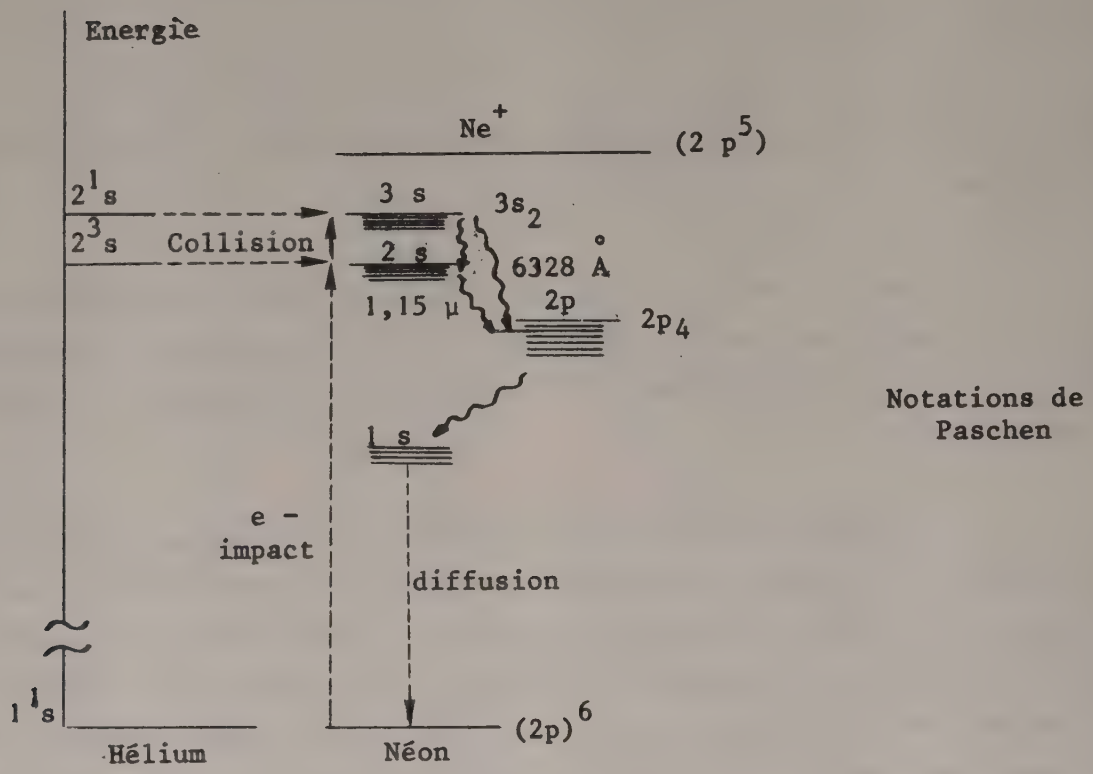


Figure 30

Schéma d'excitation du laser He-Ne

On remarquera que les niveaux $2s_2$ et $3s_2$ étant peuplés par des processus identiques [50], on peut s'attendre à un même type de fonctionnement pour les raies 0,63μ et 1,15μ . Ceci nous permet de prévoir le comportement de la raie 6 328 Å d'après l'analyse que Grudzinski et Spalter ont faite de la raie 1,15μ [51]. Ces auteurs ont étudié l'amplification d'un mélange d'Hélium-Néon à 1,15μ . A faible courant de décharge, l'amplification croit linéairement avec le courant, avant de présenter une saturation et finalement, de se transformer en absorption pour des courants de décharge plus importants. Les variations de l'amplification sont grossièrement de forme parabolique comme il apparaît sur la figure 31. Ce phénomène est dû à ce que les niveaux s voient une saturation de leurs populations lorsque le courant croit alors que celles des niveaux p continuent de croître.

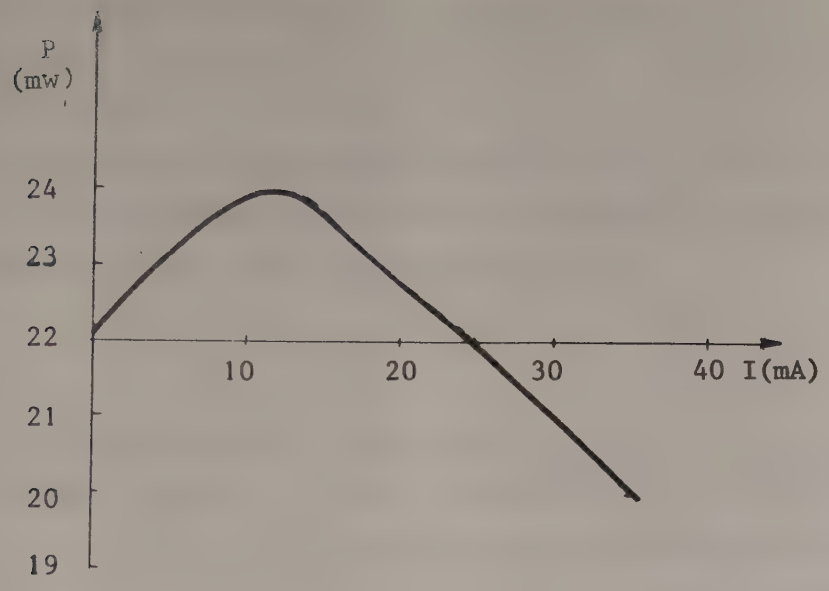


Figure 30 : Evolution de la puissance d'un laser Hélium-Néon dont une partie fonctionne en amplificateur et l'autre peut fonctionner en absorbant (He : Ne ; 4 : 1)
On fait varier le courant dans la partie absorbante.

V.1.2. - Valeurs des différentes raies

- La raie naturelle qui ne dépend que des temps de relaxation des niveaux supérieur et inférieur de la transition à une même valeur pour les milieux amplificateur et absorbant :

$$\frac{\Delta\nu_N}{2\pi} = 14 \text{ MHz} \quad [23]$$

- La largeur de la raie homogène qui tient compte de l'élargissement collisionnel dépend de plusieurs paramètres : les proportions du mélange d'abord ; en effet les interactions entre atomes de Néon provoquent des élargissements plus faibles que celles entre atomes d'Hélium et de Néon [49]. De plus la largeur de la raie homogène dépend de la densité de courant et surtout de la pression, donc du diamètre de la décharge pour le tube amplificateur. Des valeurs typiques pour l'amplificateur sont

$$50 \text{ MHz} < \frac{\Delta\nu_H}{2\pi} < 80 \text{ MHz}$$

Pour le tube absorbant, la gamme de variation sera plus large, suivant les proportions du mélange.

- La raie Doppler, dont la largeur est déterminée par la température de la décharge est à peu près la même pour l'absorbant et l'amplificateur.

$$\frac{Ku}{2\pi} = 800 \text{ MHz soit } \frac{\Delta\nu_D}{2\pi} = 1{,}33 \text{ GHz}$$

V.2. - ETUDE EXPERIMENTALE DU PHENOMENE

V.2.1. - Dispositifs utilisés-plages de fonctionnement

L'étude du phénomène s'est faite à l'aide de différents tubes. Nous avons toujours, à ce stade, séparé les fonctions amplification et absorption. Nous nous sommes attachés uniquement à l'obtention de régimes d'impulsions à $\frac{c}{2L}$. Les résultats rapportés dans cette étude expérimentale ont trait plus particulièrement à deux montages tels qu'ils apparaissent sur la figure 32, Ces deux montages n'ayant pas de différences fondamentales.

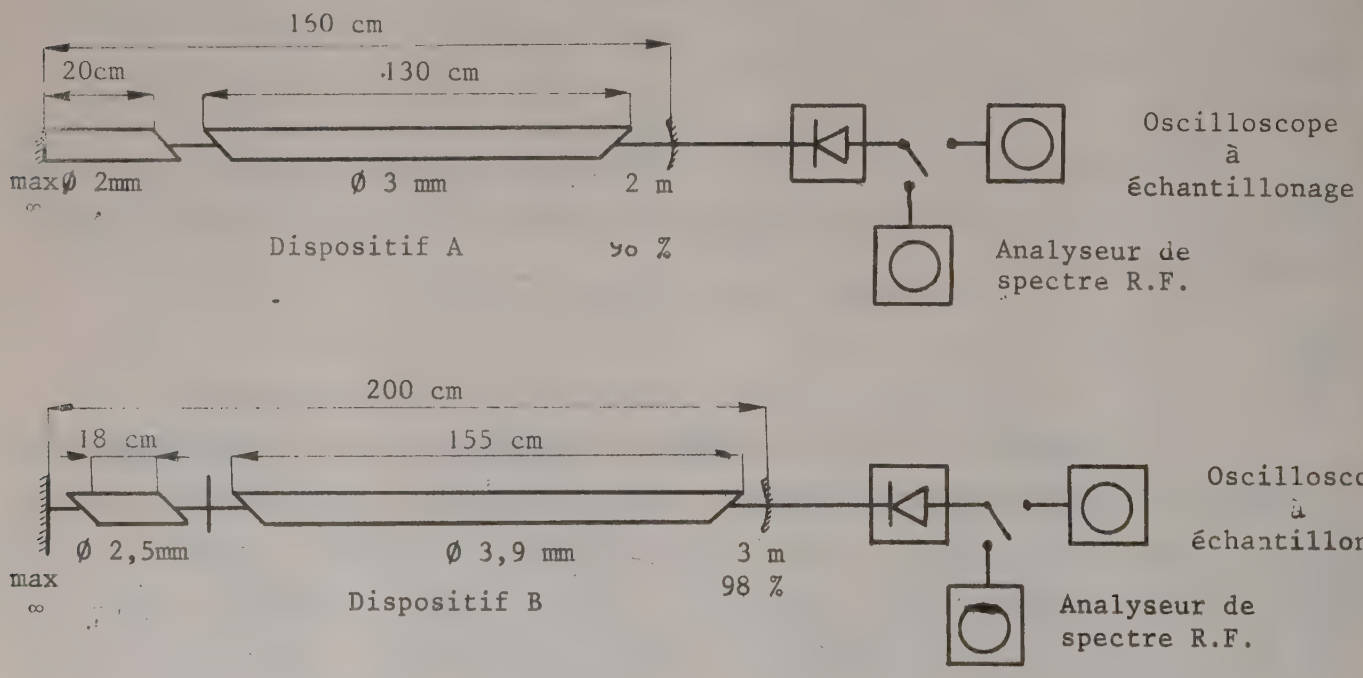


Figure 32 : Dispositifs expérimentaux

Dispositif A

Dans un premier temps, on a fait varier la pression et le mélange d'Hélium et de Néon dans le tube absorbant afin d'étudier le phénomène et de déterminer les conditions optimales de fonctionnement. La puissance moyenne maximale en régime d'impulsions pour ce montage est de 2 mW. Avec un miroir de sortie de réflexion 98 %, on a obtenu 9 mW. Le miroir plan étant collé au tube absorbant, la cavité et donc la puissance, sont très sensibles aux dilatations.

Dispositif B

Le tube absorbant est également à pression et mélange variables. La puissance moyenne maximale en régime d'impulsions est alors de 21 mW. L'utilisation d'un miroir de 3 m de rayon de courbure rend un diaphragme nécessaire pour une longueur de la cavité inférieure à 2 m. Pour une longueur supérieure à 2 m, on peut s'en dispenser.

Pour chaque dispositif, on a, pour différents mélanges d'Hélium et de Néon, dans la cellule absorbante, relevé les plages d'existence du régime d'impulsions à fréquence $\frac{c}{2L}$ en faisant varier la pression (p) et le débit (I) du courant de la cellule. Ces courbes apparaissent sur le tableau 33 pour le montage A lorsque le miroir de sortie a un rayon de courbure de 2 m et un coefficient de réflexion de 99 %.

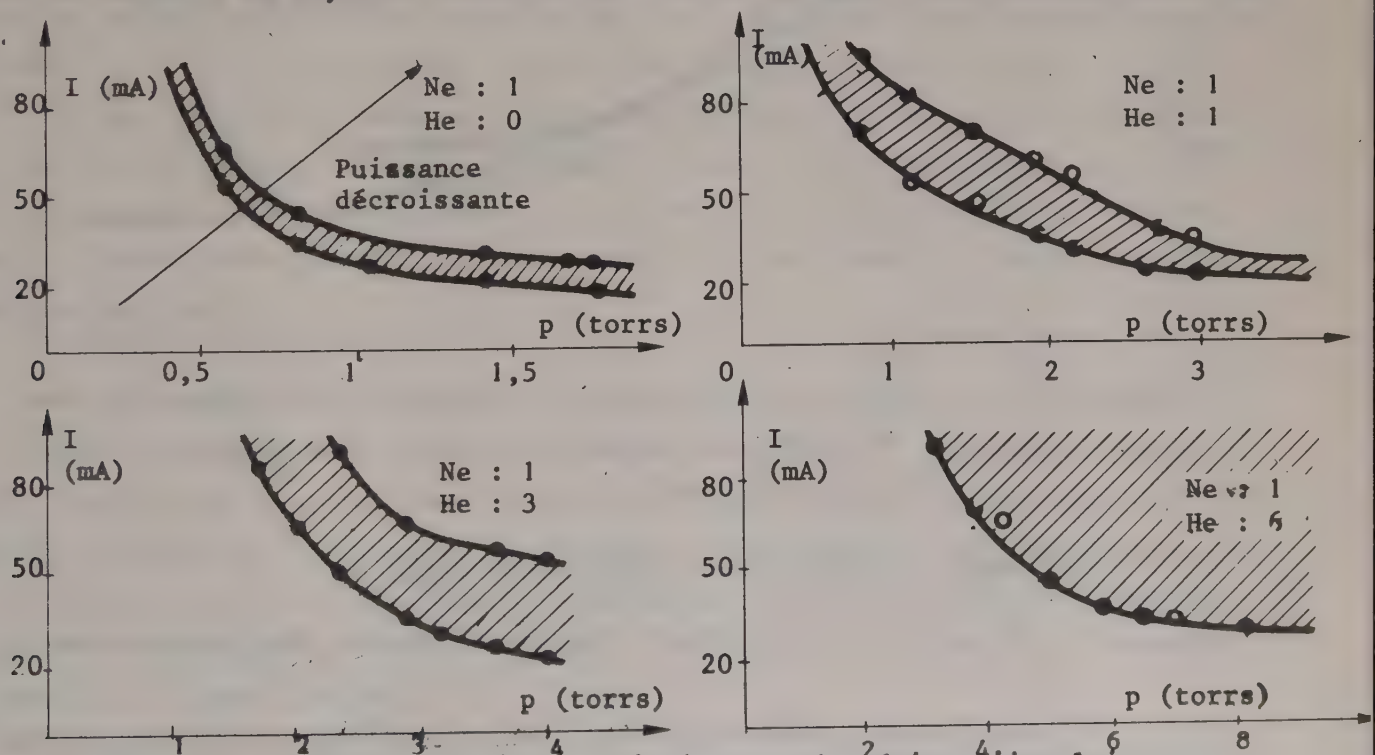


Tableau 33 : Relevé des zones d'existence du régime d'impulsions pour le montage A. On fait varier pression et débit dans le tube absorbant, à mélange variable.

V.2.2. - Remarques sur les courbes obtenues

Pour chaque dispositif, la puissance maximale obtenue pour le régime d'impulsions reste la même, aux erreurs de réglage près, quelle que soit la pression choisie. La composition du mélange intervient légèrement sur cette puissance maximale. On note, par exemple, pour le premier montage, une décroissance de celle-ci de 8 à 6,5 mW en passant d'un mélange 1 : 0 à un mélange 1 : 6 de Néon : Hélium. Si l'on considère la pression partielle de Néon (p_{Ne}) pour chaque mélange, on remarque que les courbes du plan (I, p_{Ne}) correspondant aux maximums de puissance en régime d'impulsions sont pratiquement confondus (Figure 34).

Des courbes semblables sont obtenues avec l'autre montage.

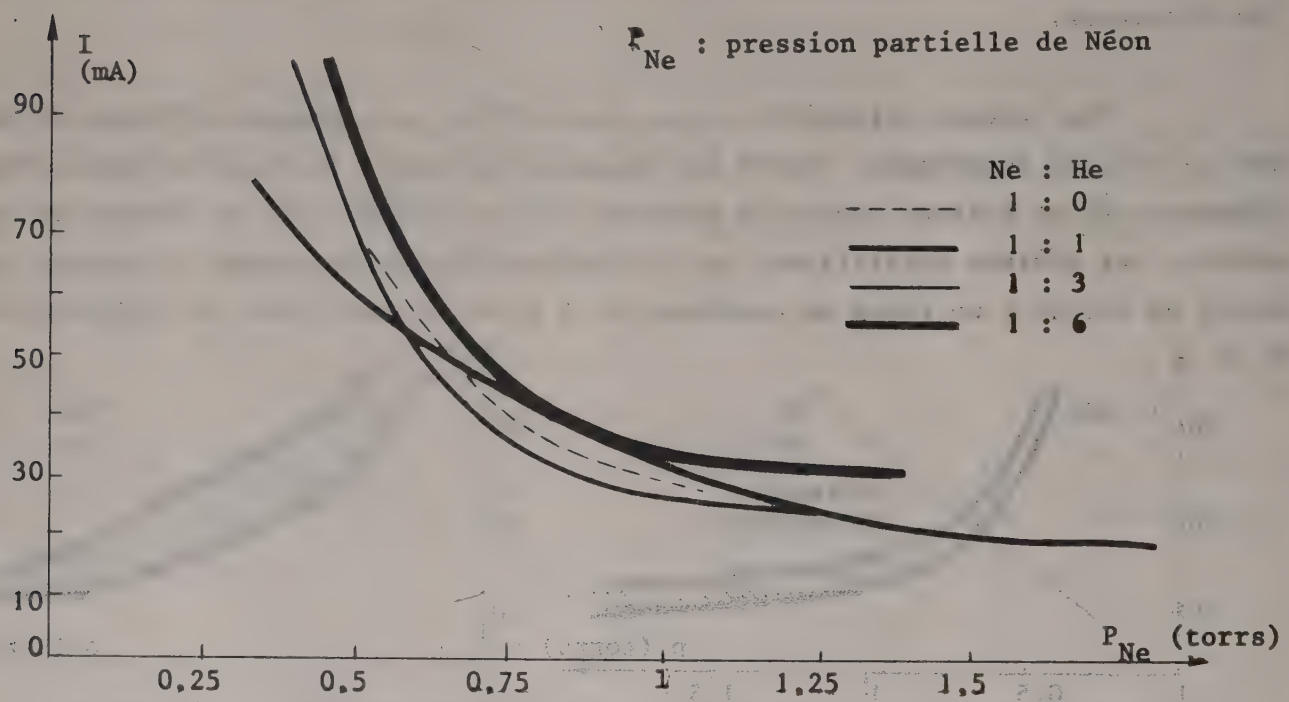


Figure 34 : Limites correspondant aux maximums de puissance des zones d'existence du régime d'impulsions dans le plan (I, p_{Ne}) (D'après la figure 33)

Les courbes correspondent à une loi de forme :

$L.I_o.p_{Ne} = kr^2$ r, l : rayon et longueur du tube absorbant.

Le paramètre k a été déduit des diverses expériences. On trouve $k=8,1.10^3$ (I_o en mA, p_{Ne} en torrs, r et L en cm).

La valeur obtenue n'est en fait qu'approximative, dépendant de plusieurs paramètres secondaires (largeur du faisceau, position des tubes dans la cavité, gain du tube amplificateur ...)

On a observé également des régimes d'impulsions à $2\frac{c}{2L}$, avec le premier dispositif. Ces régimes n'ont pas été représentés dans les courbes du tableau 33. Ils apparaissent pour de faibles pressions et de forts courants (p=0,2 torr, I=60mA typiquement) lorsque le mélange absorbant est très riche en Néon.

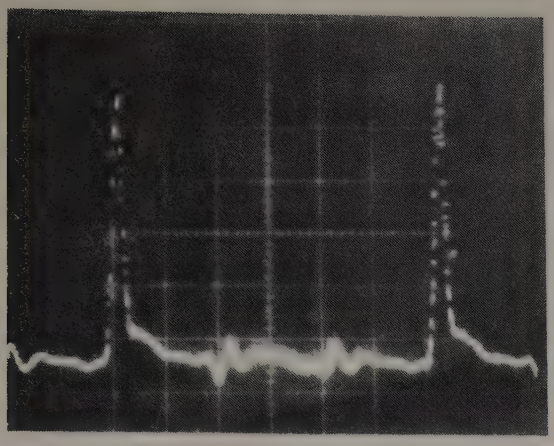
V.2.3. - Signal de sortie

Les photos 35 montrent le signal détecté dans le cas du second montage.

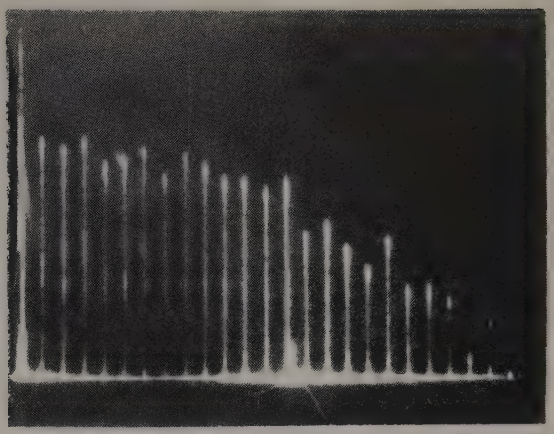
- Les impulsions de fréquence de récurrence 80 MHz ont alors une durée inférieure à 0,5 ns à mi-hauteur et une puissance crête voisine de 300 mW. Dans les meilleures conditions, on a obtenu des puissances moyennes maximales de 20 mW soit près de 600 mW crête.

- Le spectre radio-fréquence permet de voir que le couplage entre modes est très fort puisque le spectre s'étend sur plus de 2 GHz. (Avec la cellule éteinte, le spectre du laser libre s'étend sur 1 GHz environ). On observe quelle battement à 240 MHz est aussi important que le battement fondamental. A cela correspond, sur la photo a, une oscillation à fréquence triple. L'origine de ce phénomène est à attribuer à la position des tubes dans la cavité, qui nous le verrons plus tard, favorise certains battements. Un allongement de la cavité optique permet d'accentuer ou de supprimer ce phénomène.

Le train d'impulsions est stable. Il ne semble pas qu'il y ait de sauts dans la phase du train d'impulsions comme cela se produit en modulation active de phase. Pas plus que pour le laser à Argon nous n'avons étudié de systèmes de stabilisation à long terme de ce laser. La commande de la fréquence des impulsions, pour une utilisation en horloge à fréquence déterminée peut s'envisager simplement par le contrôle de la longueur grâce au battement d'une fréquence pilote et du battement R.F. fondamental du signal optique.



a : impulsions de sortie
2 nS/carreau P moyenne : 19 mW



b : spectre radiofréquence : 80 MHz entre battements. Echelle verticale logarithmique : 10 dB/carreau

Figure 34

V.3. - INTERPRETATION DES RESULTATS

Le laser Hélium-Néon a tendance naturellement à se trouver en régime de modes bloqués [13]. Le rôle joué par la cellule absorbante, qui étend dans le domaine des puissances plus importantes, la zone de blocage observée par Uchida et Ueki [4] n'est pas clair. Aussi dans le but de mieux comprendre les phénomènes qui sont à l'origine du couplage des modes, nous avons cherché à suivre l'évolution de la dispersion en fonction de l'excitation des deux tubes et à déterminer l'origine des termes de couplage qui permettent le blocage en phase.

V.3.1. - Observation de la dispersion des écarts entre fréquences de modes (D.E.F.M.)

Nous avons observé, en fonction de la puissance émise, la largeur du battement fondamental radio-fréquence. Cette largeur, directement liée à la D. E.F.M., a été relevée dans quatre situations différentes avec le montage B (figure 36)

- la première (a) correspond au tube amplificateur à gain variable ;

- La seconde (b) correspond au tube amplificateur à gain maximum avec des pertes variables (diaphragmes) introduites dans la cavité ;

- La troisième (c) correspond au tube amplificateur à gain variable, avec des pertes fixes introduites dans la cavité.

Pour ces trois courbes, la cellule absorbante, placée dans la cavité, reste éteinte.

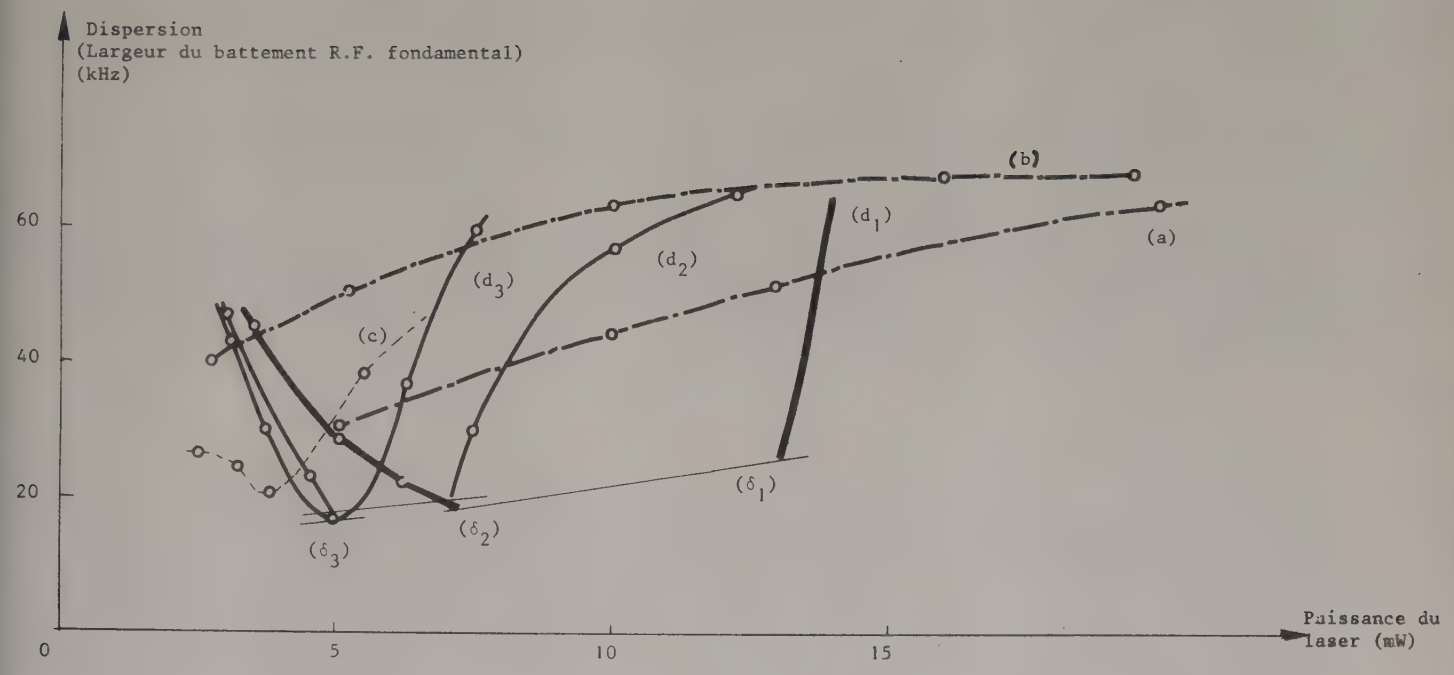


Figure 35

Largeur du battement R.F. fondamental en fonction de la puissance

La largeur est mesurée arbitrairement au quart de l'amplitude maximum
Les courbes (d_1) et (d_2) sont interrompues aux endroits où le blocage se produit (droites (δ_1) et (δ_2)).

La courbe (d_3) et la droite (δ_3) sont tangentes, le blocage est alors très instable.

- Les courbes (d) sont relatives au tube amplificateur à gain maximum avec la cellule à absorption variable et avec des pertes fixes croissantes de d_1 à d_3. Dans la cellule absorbante se trouve du Néon pur à la pression de 0,5 torr.

On remarque que la cellule absorbante joue un rôle important qui n'est pas lié à sa seule absorption linéaire. En effet les courbes (a), (b) et (c) devraient alors présenter des variations similaires. La réduction de la D.E.F.M. que l'on observe avec la cellule a donc comme origine les non linéarités de son absorption, bien que ces non-linéarités soient très différentes suivant la composition du mélange utilisé.

La réduction de la D.E.F.M. autour de la zone de blocage est, a priori, le fait :

- soit de couplages partiels ;

- soit de l'évolution de la courbe globale de dispersion (amplificateur plus absorbant) qui tend à se rapprocher d'une droite dans la bande d'oscillation.

- Dans la première hypothèse, le fonctionnement serait semblable à celui des lasers solides dont on synchronise les modes par des absorbants saturables. Il existe en fait des différences importantes entre les deux situations : d'une part, le Néon, avec une absorption faible, permet le couplage en régime permanent. De plus, le milieu absorbant est caractérisé par une raie à élargissement inhomogène à l'inverse des teintures absorbantes utilisées avec les lasers solides. D'autre part, les lasers solides à modes bloqués en phase par des teintures ne fonctionnent qu'en régime pulsé, afin que les densités d'énergie soient suffisantes pour provoquer de fortes non linéarités dans l'absorbant [42]. Par ailleurs la longueur de la cellule d'absorption est alors courte devant celle des impulsions. On ne peut cependant trop opposer les deux situations : il est logique que les conditions de synchronisation soient plus sévères dans le cas des lasers solides, dans la mesure où le fonctionnement se faisant en régime pulsé, le couplage des modes doit s'opérer très rapidement, dès le début de la croissance de l'oscillation.

- Dans la seconde hypothèse, on devrait enregistrer des résultats très différents suivant les mélanges utilisés. En effet, la largeur de raie homogène varie dans des proportions importantes avec la composition du mélange. La forme de la la courbe de dispersion saturée est supposée varier également (cf. chap. II). Aussi malgré la ressemblance entre le relevé des variations de la dispersion de la fig. 36 et la courbe de dispersion d'Uchida [4], il ne semble guère possible d'attribuer la réduction de la D.E.F.M. à la seule évolution de la courbe globale de la dispersion.

V.3.2. - Etude des termes de couplages

Afin de préciser le rôle de l'amplificateur et celui de l'absorbant nous avons essayé de déterminer l'origine des non-linéarités qui provoquent le couplage.

Fox et al [49] ont remarqué que la dimension du faisceau dans le tube absorbant ne semble guère être un paramètre critique, pas plus que sa position dans la cavité, en partie du moins. Ils ont également noté que c'est la position du milieu amplificateur qui fixait le nombre d'impulsions dans la cavité. Chebotayev et al [7] rapportent l'utilisation d'un tube absorbant ayant une longueur de 80 cm ; ces divers détails semblent indiquer que la cellule de Néon n'est pas le siège des non linéarités, causes du couplage des modes.

Notre expérience nous a montré, au contraire, que la position de la cellule était un paramètre assez critique, et surtout qu'il était très difficile d'avoir une synchronisation des modes avec une cellule absorbante de grande dimension. Diverses observations semblent confirmer l'importance des couplages dus à la cellule. Rappelons que l'amplitude de ceux-ci s'écrit kN_oE^2 (inégalité (13)).

On remarque immédiatement que, pour que ces termes soient importants , il faut que l'absorption (N_o) et la puissance (E^2) soient grandes. Or ces deux grandeurs varient de façon opposée. L'amplitude des termes de couplage passe donc par un maximum pour une certaine valeur de l'absorption. De cette remarque, il faut rapprocher le fait que dans le tableau 33 on observe effectivement une plage de synchronisation lorsque le courant de décharge de la cellule croit.

La position de la cellule dans la cavité qui est un paramètre critique, non seulement permet dans notre cas (cellule proche d'un miroir plan) d'avoir des champs intenses à ce niveau, mais également correspond à des termes N_2 [6] intervenant dans l'expression des termes de couplage non négligeables. A ces termes sont associés les phénomènes de synchronisation de modes par les modes situés sur la courbe de gain symétriquement par rapport à la résonnance [4].

On notera enfin que l'analyse des termes de couplage à partir des expressions de Lamb ne peut être que qualitative, les fortes non-linéarités engendrées dans la cellule étant mal prises en compte par l'étude de Lamb.

Dans l'analyse que nous avons faite de la synchronisation des modes du laser He-Ne par une cellule absorbante, nous avons considéré deux facteurs : d'une part, la D.E.F.M. , d'autre part les termes de couplage, en supposant l'existence d'un régime continu. En fait, pour tenir vraiment compte de l'absorbant, non linéaire par nature, il est sans doute nécessaire de faire une analyse non dans le domaine des fréquences, mais dans celui du temps. Ainsi faut-il peut-être évoquer le principe d'émission maximum, ou d'énergie minimum, qui intervient dans la théorie développée par Smith [13] sur l'autoblocage du laser He-Ne. Il est possible que, dans notre cas, on ait à tenir compte du même phénomène, le passage de l'impulsion dans la cellule absorbante inversant la population d'absorption en la saturant fortement : l'impulsion subit alors moins de perte qu'une émission continue.

V.4. - LONGUEUR DU TUBE ABSORBANT

Pour obtenir le régime monomode [52] , il est nécessaire d'avoir une pression de Néon faible afin d'avoir une largeur de raie homogène faible [49] . On adopte alors des tubes d'absorption de grande longueur, afin de ne pas avoir de courant de décharge important.

Rappelons que l'absorption peut s'écrire simplement :

$$A = k\, p_{Ne}\, (I - I_1)\, L$$

où I_1 est le courant correspondant à la limite amplification-absorption.

Pour le couplage des modes entraînant un régime d'impulsions permanent, il n'est pas nécessaire d'avoir de faibles pressions. On peut donc, avec des courants de décharge d'intensité acceptable (10 à 40 mW) diminuer notablement la longueur du tube absorbant. D'après les publications parues jusqu'à présent, les longueurs adoptées varient entre 17 et 80 cm. Un tube de 14 cm de décharge a été mis en oeuvre avec succès au C.N.E.T.

V.5. - DEFINITION D'UN TUBE HELIUM-NEON AUTOBLOQUE DE FORTE PUISSANCE

Les diverses expériences ont montré qu'il était possible de réaliser un tube Hélium-Néon remplissant les deux fonctions amplification et absorption à la fois.

En effet si la composition du mélange et sa pression sont alors les mêmes pour les deux fonctions, il est néanmoins possible de rendre le milieu actif absorbant ou amplificateur en faisant varier les deux paramètres que sont l'intensité du courant de décharge et le diamètre du tube. La longueur de la partie absorbante est également un paramètre sur lequel on peut agir.

Le choix de la pression et de la composition du mélange actif s'est fait en fonction d'impératifs contradictoires :

La composition optimum du mélange amplificateur est voisine de 6 : 1 (Hélium : Néon). Par ailleurs plus la richesse en Néon est faible, plus le produit p I doit être élevé pour donner une même absorption. La pression devant être voisine de 1 torr pour une bonne amplification et le courant de décharge du tube absorbant le plus faible possible, nous avons adopté pour le milieu actif les caractéristiques suivantes

He : Ne , 4 : 1 p = 1,1 torr

Les autres paramètres : courant de décharge de chaque branche et diamètre du tube ont été choisis pour avoir une amplification maximum d'une part et un courant minimum de fonctionnement dans la partie absorbante (cf. figure 37). On obtient alors dans les conditions de fonctionnement ci-dessous, une puissance moyenne de 24 mW en régime d'impulsions.

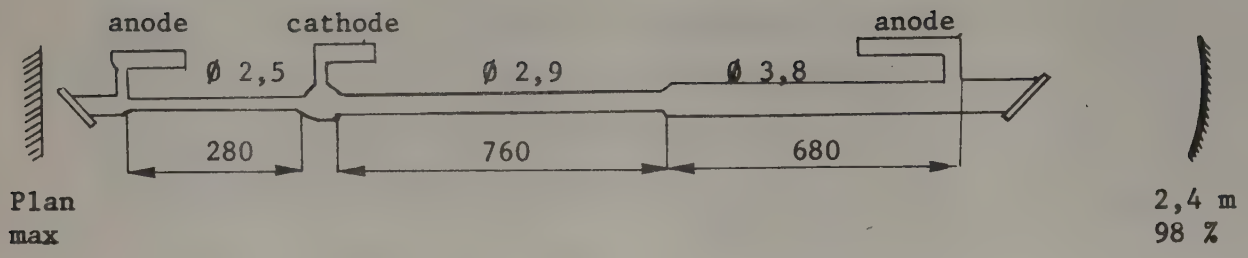


Figure 36

Laser He-Ne autobloqué

Conditions de fonctionnement :

1 tube = 16 mA	f_r = 80 MHz
1 cellule = 40 mA	P > 500 mW
P(régime d'impulsion) = 22 mW	$\Delta\tau$ = 0,45 ns

Il est apparu que le tube absorbant aurait pu avoir un diamètre inférieu (2mm au lieu de 2, 5 mm) sans que cela ne diaphragme le faisceau. Cela aurait permi de diminuer le courant de décharge dans ce tube de façon appréciable.

Le tube absorbant ayant tendance à s'échauffer en régime permanent, la température de la décharge croît s'accompagnant d'instabilités (dues soit à l'accroissement de la raie inhomogène soit à des modifications de densité de populatio Aussi a-t-il été nécessaire de prévoir un radiateur sur la partie absorbante du tu

Pour le tube réalisé, il existe deux groupes de paramètres qui sont les diamètres des différentes parties ainsi que les intensités des décharges. Une exte sion possible de cette technique serait un tube Hélium-Néon n'ayant qu'une anode e une cathode. Seules des variations de diamètres rendraient l'une des parties du tube absorbante, l'autre amplificatrice. Le calcul montre qu'un tube constitué d'u partie amplificatrice de diamètre 4 mm environ et d'une partie absorbante de diamè 1,5 mm conviendrait.

V.6. - REMARQUE SUR LE COUPLAGE DES MODES DU LASER HE-NE PAR METHODE PASSIVE

Le couplage des modes du laser Hélium-Néon à l'aide d'une cellule absorbante d'Hélium-Néon est assez singulier dans la mesure où, d'une part une même transition intervient en amplification et en absorption, et d'autre part, le couplage se produit en régime permanent, à l'inverse du couplage entrainant la synchronisation des modes des lasers solides par absorbants saturables.

On ne peut guère envisager l'extension à d'autres lasers de l'utilisation d'une même transition pour remplir les deux fonctions d'amplificateur et d'absorbant. Par contre, le fonctionnement en régime permanent des lasers à modes synchronisés par absorbant semble se développer : avec le laser CO_2 d'abord, Mc Coy a montré que l'utilisation d'absorbants permettait le couplage des modes non seulement en régime pulsé mais également en régime permanent [53]. Récemment, Runge a rapporté l'utilisation d'absorbants organiques à faible absorption [54] pour provoquer, en régime permanent, le blocage en phase des modes du laser He-Ne : afin d'avoir des non-linéarités de couplage suffisantes, il est nécessaire alors de pouvoir localiser le faisceau laser dans l'absorbant (par exemple à l'aide d'une cavité à trois miroirs).

Ces divers travaux, qui ont montré la possibilité d'extension au régime permanent de l'utilisation des absorbants, laissent supposer qu'il sera également possible de synchroniser de façon passive, les modes du laser à Argon. A condition de disposer d'absorbants n'évoluant que très lentement dans le temps, cette méthode passive serait d'un grand intérêt.

C O N C L U S I O N

La dispersion des écarts de fréquence entre modes longitudinaux successifs d'un laser (D.E.F.M.) est à l'origine de leur oscillation indépendante. Pour provoquer la synchronisation des modes entre eux, il est nécessaire d'introduire des termes de couplage d'autant plus forts que cette dispersion est grande. Ces notions sont au centre de l'analyse que nous avons faite des conditions de couplage stable des modes d'oscillation. Il ne nous a pas été possible d'obtenir une relation quantitative exacte entre la D.E.F.M. et l'amplitude requise pour les termes de couplage. Néanmoins, nous avons pu tirer d'utiles enseignements de la connaissance de la D.E.F.M. et nous les avons appliqués à la mise en oeuvre de deux méthodes permettant de produire le couplage des modes ; l'une consiste à utiliser directement les termes de couplage provenant des non-linéarités du milieu actif, c'est le cas du laser à hélium-néon muni d'une cellule absorbante, l'autre consiste en l'utilisation d'un modulateur interne et nous l'avons appliquée au cas du laser à argon. Dans ce cas, la D.E.F.M. nous a permis d'expliquer les divers régimes d'oscillation observés.

Les deux expériences que nous avons effectuées, ont confirmé l'importance du rôle joué par la dispersion dans le processus de couplage des modes : ainsi, sa connaissance pour quelque laser que ce soit, paraît indispensable pour préjuger de la difficulté qu'il y a à coupler les modes de façon stable. Parmi les paramètres qui fixent l'amplitude de la dispersion, deux d'entre eux jouent un rôle prépondérant :

- d'abord le gain : plus il est élevé, plus la dispersion l'est généralement. C'est pourquoi nous avons choisi de moduler la raie 5145 Å de l'Argon plutôt que la raie 4880 Å qui a un gain nettement supérieur pour une puissance de sortie équivalente.

- le second paramètre est le niveau des pertes qui, en fixant le niveau de l'oscillation, permet de réduire dans certains cas, l'amplitude de la dispersion.

La mise en oeuvre de la modulation interne active du laser à Argon permet, à l'aide de modulateurs soit électrooptiques, soit acoustooptiques, de disposer d'une horloge puissante (puissance crête des impulsions de quelques watts) avec une gamme de fréquence de fonctionnement très large (de 100 à 500 MégaHertz). Ainsi, nous avons obtenu avec un modulateur électrooptique de phase des impulsions de puissance crête 1,5 W avec une fréquence de répétition de 450 MHz ; avec un modulateur acoustooptique de surtension, nous avons obtenu des impulsions de puissance de crête 6 W à 100 MHz.

Plus simple apparaît le blocage en phase des modes du laser Hélium-Néon par une cellule de Néon. Mais, du fait des caractéristiques de la raie du néon, les impulsions sont alors plus larges (0,5 nanosecondes contre 0,2) et moins puissantes (0,5 Watts environ) et les fréquences de fonctionnement sont inférieures à 150 Mégahertz. A cette fréquence en effet la puissance de sortie est déjà faible.

Les applications de ces lasers fournissant un train continu d'impulsions récurrentes sont diverses. Nous noterons d'abord que ce travail a été entrepris dans le cadre d'un programme d'études prospectives des possibilités d'exploitation des lasers dans des équipements de Télécommunications (modulation par codage d'impulsions).

Les problèmes que pose la propagation limitent actuellement cette utilisation à la transmission sur courtes distances de grandes quantités d'information ne nécessitant pas une sécurité absolue de la liaison à chaque instant. Actuellement, l'intérêt que l'on porte à cette application semble limité.

Les générateurs d'impulsions brèves que sont les lasers à modes bloqués ont néanmoins d'autres utilisations : d'abord dans le domaine de la métrologie où ils permettent la mesure des temps de réponse de divers détecteurs de lumière (photomultiplicateurs, photodiodes) ou d'équipement de transmission (fibres optiques ...), ensuite dans le domaine de la cinématographie ultrarapide où l'on dispose grâce à ces horloges d'une base de temps permettant l'étalonnage direct de la prise de vue. Enfin, dans l'étude des temps de relaxation très rapide, le laser à Argon présente un intérêt certain (impulsions puissantes et très brèves, choix de longueurs d'ondes), pour la mesure de durée de vie de fluorescence des matériaux.

ANNEXE

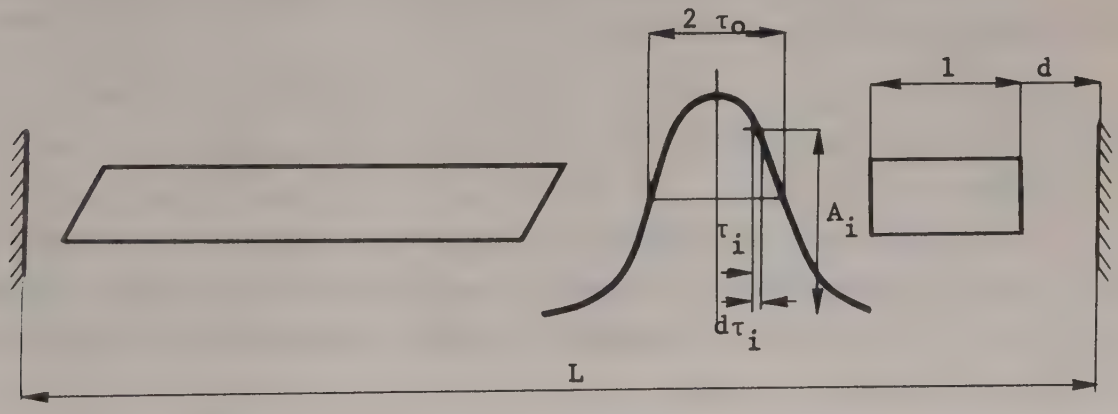
CALCUL DES PERTES EN PUISSANCE OCCASIONNEES PAR UN MODULATEUR D'AMPLITUDE

Soient 1 et L les longueurs optiques du modulateur et de la cavité. Soit $2\tau_o$ la largeur à mi-hauteur de l'impulsion supposée gaussienne se déplaçant dans la cavité. La distance entre le modulateur et le miroir dont il est proche est d. On ne s'intéresse qu'aux pertes subies pendant un passage de l'impulsion dans le modulateur. On écrit que les pertes sont de la forme

$$a\left[1 + \cos\left(p\frac{\pi c}{L}\ t + \pi\right)\right]$$

p étant l'ordre de l'harmonique avec lequel on module.

On admet que l'impulsion se réfléchit sur le miroir proche du modulateur lorsque les pertes sont minimum ($t = \frac{2L}{pc}$). Ainsi, l'impulsion subira des pertes identiques à l'aller et au retour, ce qui correspond à des pertes totales minimum (En supposant que le miroir est à réflexion totale).



Soit un élément (A_i, τ_i, $d\tau_i$) de l'impulsion ; A_i étant une densité d'énergie suivant l'axe de propagation. Au cours de la traversée du modulateur, cet élément subit une perte d'énergie que l'on écrit :

$$w_i = \int_{t_o\ (\tau_i)}^{t_1\ (\tau_i)} A_i\ d\tau_i\ \ a\left[1 + \cos\left(p\ \frac{\pi\ c}{L}\ t + \pi\right)\right] dt$$

a s'exprime en Ω^{-1}

t_o et t_i sont les instants où l'élément d'impulsion considéré entre et sort du modulateur

$$t_o = \frac{-(1+d)}{c} - \frac{\tau_i}{c}$$

$$t_i = -\frac{d}{c} - \frac{\tau_i}{c}$$

L'énergie totale perdue par l'impulsion lors d'un passage s'écrit :

$$w_a = \int_{-\infty}^{+\infty} \left\{ A_o e^{-\left[\left(\frac{\tau_i}{\tau_o}\right)^2 \text{Log}2\right]} \int_{t_o(\tau_i)}^{t_1(\tau_i)} a\left[1 + \cos\left(p\frac{\pi c}{L}t + \pi\right)\right] dt \right\} d\tau_i$$

L'intégrale se calcule sans problème et l'on obtient :

$$w_a = a\frac{1}{c} A_o \sqrt{\frac{\pi}{\text{Log}2}}\ \tau_o \left[1 - \frac{L}{1p\pi}\left(\sin p\pi\frac{d+1}{L} - \sin p\pi\frac{d}{L}\right) e^{-\left[\frac{p^2\pi^2\tau_o^2}{L^2\ 4\text{Log}2}\right]}\right]$$

Le coefficient a peut s'exprimer en fonction du rapport α_a entre la puissance perdue et la puissance incidente, mesurée à l'extérieur de la cavité.

$$a = \alpha_a \cdot \frac{c}{1}$$

On peut alors exprimer la proportion d'énergie perdue par l'impulsion au cours d'un aller dans la cavité :

$$r = \alpha_a \left[1 - \frac{L}{1p\pi}\left(\sin p\pi\frac{d+1}{L} - \sin p\pi\frac{d}{L}\right) e^{-\left[\frac{p^2\pi^2\tau_o^2}{4L^2\ \text{Log}2}\right]}\right]$$

On sait que la grandeur qui intervient dans les équations de la M.A. [15] est $\alpha_c = \frac{\alpha_a}{2}$. Elle y joue le même rôle que $\delta\phi$ en M.Φ. [14]. Il est ainsi possible, à efficacité égale, de comparer les deux modulations au point de vue pertes, dans le cas du laser à Argon.

Dans le tableau ci-joint apparaissent les valeurs de r pour différentes valeurs de la fréquence de modulation. On a envisagé deux cas particuliers pour le modulateur.

D'abord, on considère que sa longueur et sa distance par rapport au miroir sont nulles. Il ne reste alors que les pertes dues au fait que la durée

de l'impulsion n'est pas négligeable devant la période de la modulation.

Ensuite, nous envisageons le cas d'un modulateur réel ayant une longueur optique de 3 cm situé à 2 cm du miroir. La durée de l'impulsion est de 0,25 ns à mi-hauteur (Caractéristique de l'Argon).

$\frac{\nu_m}{2\pi}$ (MHz)	α_c (rd)	α_a	r (% par passage)	
			Modulateur infiniment petit à miroir collé	Modulateur réel
115	0,25	0,5	0,57	1,45
230	0,1	0,2	0,93	1,36
460	0,1	0,2	3,45	4,5

Il est clair, d'après le tableau précédent, que la modulation de perte est essentiellement intéressante à la fréquence de modulation fondamentale. Par contre, on ne peut l'envisager à des fréquences harmoniques sans provoquer des pertes importantes.

Le choix du type de modulateur repose sur le fait que de fortes excursions de modulation sont nécessaires ce qui, pour des modulateurs électrooptiques à KDP, implique l'usage de cristaux à excitation transverse. Des phénomènes de fluctuation dus à la biréfringence naturelle ne permettent malheureusement pas une mise en oeuvre aisée de ce type de modulateur, en régime de M.A.

Les modulateurs acoustooptiques permettent, par contre, d'obtenir des résultats très satisfaisants : de faibles puissances de modulation permettent d'obtenir des excursions de modulation importantes. Deux remarques s'imposent au sujet de ces modulateurs : la première est que la déflexion se fait non avec une loi sinusoïdale, mais avec une loi plus complexe, l'entensité de la tache d'ordre n s'écrivant, en diffraction de type Raman-Nath :

$$I_n = J_n^2 (2 v \cos \omega t)$$

Le calcul précédent reste néanmoins tout à fait valable.

Une seconde remarque repose sur le fait que les ondes acoustiques qui s'établissent dans le modulateur subissent une certaine atténuation et le T.O.S. peut être assez différent de 1, ce qui provoque des pertes de modulation supplémentaires, d'autant plus importantes que la fréquence de modulation est élevée (et que l'atténuation du résonateur est grande).

REFERENCES

(1) *J. LE MEZEC* : *"Modulation interne du laser He-Ne"*
C.N.E.T. Note technique interne n° 1516 - Juin 1967

(2) *S.E. HARRIS, O.P. Mc DUFF : "Non linear theory of internally loss-modulated laser"* IEEE J. Quantum Electon. vol. QE-3, pp 101-111, Mars 1967

(3) *H. STATZ* : *"On the conditions for self-locking of modes in laser"*
J. Appl. Phys., Vol. 38, pp 4648-4655, Novembre 1967

(4) *T. UCHIDA, A. UEKI : "Self locking of gas lasers"*
IEEE J. Quantum Electon., Vol. QE-3, pp 17-30, Janvier 1967

(5) *T. UCHIDA* : *"Dynamic behavior of gas lasers"*
IEEE J. Quantum Electron., Vol. QE-3, pp 7-16, Janvier 1967

(6) *W. LAMB* : *"Theory of an optical maser"*
Phys. Rev., Vol. 134, pp A1429-A1450, Juin 1964

(7) *V.P. CHEBOTAYEV, I.M. BETEROV, V.N. LISITSYN : "Selection and self-locking of modes in a He-Ne laser with nonlinear absorption"*
IEEE J. Quantum Electron., Vol. QE-4, pp 788-790, Novembre 1968

(8) *P.H. LEE, P.B. SCHOEFER, W.B. BARKER : "Single-mode power from a 6328 Å laser incorporating Neon absorption"*
App. Phys. Lett., Vol 13, pp 373-375, Décembre 1968

(9) *J.M. YARBOROUGHT, J.L. HOBART : "New high-power stable modes of operation of the argon laser"*
App. Phys. Lett., Vol. 13, pp 305-307, Novembre 1968

(10) *M. BASS, G. DE MARS, H. STATZ : "Mode interactions in an Argon ion laser"*
App. Phys. Lett., Vol. 12, pp 17-20, Janvier 1968

(11) *O.L. GADDY, E.M. SCHAEFER : "Self locking of modes in the argon ion laser"*
App. Phys. Lett., Vol. 9, pp 281-282, Octobre 1966

(12) *R.E. Mc CLURE : "Mode locking behavior of gas lasers in long cavities"*
App. Phys. Lett., Vol. 7, pp 148-150, Septembre 1965

(13) *P.W. SMITH* : *"The self-pulsing laser oscillator"*
IEEE J. Quantum Electron, Vol. QE-3, pp 627-635, Novembre 1967

(14) *C.L. TANG, H. STATZ : "Phase locking of laser oscillators by injected signals"*
J. Appl. Phys., Vol. 38, pp 323-324, Janvier 1967

(15) *S.E. HARRIS, O.P. Mc DUFF : "Theory of F.M. laser oscillation"*
IEEE J. Quantum Electron, Vol. QE-1, pp 245-262, Sept. 1965

(16) *W.W. RIGROD : "Gain saturation in gas lasers"*
J. Appl. Phys., Vol 34, pp 2602-26, Septembre 1963

(17) *E.F. LABUDA, E.I. GORDON, R.C. MILLER : "Continuous-duty Argon Ion lasers"*
IEEE J. Quantum Electron. Vol. QE-1, pp 273-279, Sept. 1965

(18) *W.R. BENNETT : "Hole burning effects in a He-Ne laser"*
Phys. Rev., Vol. 126, pp 580-593, Avril 1962

(19) *A.D. WHITE, E.I. GORDON, J.D. RIGDEN : "Output power of the 6328 Å gas maser"*
App. Phys. Lett., Vol. 2, pp 91-93, Mars 1963

(20) *A.G. FOX, S.E. SCHWARZ, P.W. SMITH : "Use of Neon as a non linear absorber for mode locking a He-Ne laser"*
App. Phys. Lett., Vol. 12, pp 371-373, Juin 1968

(21) *G.W. HONG, J.R. WHINNERY : "Switching of phase-locked states in the intra cavity phase-modulated He-Ne laser"*
IEEE J. Quantum Electron. Vol. QE-5, pp 367-376, Juin 1969

(22) *H. STATZ, F.A. HOORIGAN, S.H. KOOZEKANANI, C.L. TANG, G.F. KOSTER : "Transition probabilities for some Ar II laser lines"*
J. Appl. Phys., Vol. 36, pp 2278-2286, Juillet 1965

(23) *R.L. FORK, M.A. POLLACK : "Mode competition and collision effects in gaseous optical masers"*
Phys. Rev., Vol. 139, pp A 1408-A 1414, Août 1965

(24) *W.L. FAUST, R.A. McFARLANE : "Line strengths for noble-gas maser transitions ; calculations of gain/inversion at various wavelengths"*
J. Appl. Phys., Vol. 35, pp 2010-2015, Juillet 1964

(25) *R.I. RUDKO, C.L. TANG : "Spectroscopic studies of the Ar^+ laser"*
J. Appl. Phys., Vol. 38, pp 4731-4739, Novembre 1967

(26) *H. STATZ, C.L. TANG, G.F. KOSTER : "Approximate electromagnetic transition propabilities and relative electron excitation cross sections for rare-gas masers"*
J. Appl. Phys., Vol. 34, pp 2625-2632, Septembre 1963

(27) *H. STATZ, G.A. DEMARS, C.L. TANG : "Observation of radiation from nonlinear polarization sideband in argon lasers"*
Appl. Phys. Lett. Vol. 15, pp 428-430, Décembre 1969

(28) *A. SCAVENNEC : "Modulation interne du laser à Argon"*
C.N.E.T. Note Technique EST/DEF 1551, Juillet 1970

"Divers régimes de production d'impulsions lumineuses par un laser à Argon modulé intérieurement"
C.R. Acad. Sc., Vol. 272, pp 1303-1306, Juin 1971

(29) *R.A. PAANANEN : "Progress in ionised-argon lasers"*
IEEE Spectrum, Vol. 6, pp 88-99, Juin 1966

(30) *W.R. BENNETT, P.J. KINDLMAN, G.N. MERCER, J. SUNDERLAND : "Relaxation rates of the Ar^+ laser levels"*
App. Phys. Lett., Vol. 5, pp 158-160, Octobre 1964

(31) W.R. BENNETT, E.A. BALLIK, G.N. MERCER : "Spontaneous emission line shape of ion laser transitions"
Phys. Rev. Lett., Vol. 16, pp 603-605, Avril 1966

(32) G.N. MERCER, V.P. CHEBOTAYEV, W.R. BENNETT : "Radial drift velocities in the argon ion laser"
App. Phys. Lett. Vol. 10, pp 177-179, Mars 1967

(33) P. ZORY : "Single frequency operation of argon ion lasers"
IEEE J. Quantum Electron, Vol. QE-3, pp 390-398, Octobre 1967

(34) J.E. ABDERRAZIK : "Le résonateur Pérot Fabry à miroirs sphériques et son utilisation en analyse spectrale"
Ann. Télécom., Vol. 22, pp 41-60, Janvier-Février 1967

(35) J. LE MEZEC, J. HENAFF, N.N. CHAU : "Modulation de la lumière par biréfringence électrique"
Onde Elect., n° 470, pp 515-525 Mai 1966

(36) R.V. GARVER : "Z_0 of rectangular coax"
IRE trans. MTT, Vol. 9, pp 262-263, Mai 1961

(37) J. SAPRIEL : "Etude sur l'interaction lumière ultrasons"
C.N.E.T. Note technique EST/DEF 1540, Avril 1969

(38) E.O. AMMANN, B.J. McMURTRY, M.K. OSHMAN : "Detailed experiments on He-Ne FM Lasers"
IEEE J. Quantum Electron, Vol. QE-1, pp 263-272, Septembre 1965

(39) L.M. OSTERINK, J.D. FOSTER : "Laser spectral control techniques"
Sylvania Electronic Systems, Technical Report, Septembre 1968

(40) G.R. HUGGETT : : "Mode locking of CW lasers by regenerative RF feedback"
App. Phys. Lett., Vol. 13, pp 187, Septembre 1968

(41) S.E. HEISING, S.M. JARRETT, D.J. KUIZENGA : "Mode locking of the argon ion laser in the ultraviolet"
App. Phys. Lett., Vol. 18, pp 516-518, Juin 1971

(42) A.J. DE MARIA, W.H. GLENN, M.J. BRIENZA, M.E. MACK : "Picosecond laser pulses"
Proc. IEEE, Vol. 57, pp 2-25, Janvier 1969

(43) F. PIRIO, B. YAN : "Mesure de la durée d'une impulsion laser ultra-courte"
Document de travail EST/DEF/4004, Juin 1970

(44) A.E. SIEGMAN, D.J. KUIZENGA : "Simple analytic expressions for AM and FM mode-locked pulses in homogeneous lasers"
App. Phys. Lett. Vol. 14, pp 181-182, Mars 1969

(45) R.R. RICE, G.H. BURKHART : "Efficient mode-locked frequency doubled operation of an Nd : $YAlO_3$ laser"
App. Phys. Lett. Vol. 19, pp 225-227, Octobre 1971

(46) A. DIENES, E.P. IPPEN, C.V. SHANK : "A mode locked CW dye laser"
App. Phys. Lett. Vol. 19, pp 258-260, Octobre 1971

(47) A. SCAVENNEC : "Production passive d'impulsions récurrentes par le laser He-Ne"
C.N.E.T. Note technique interne EST/DEF 1557, Novembre 1970

(48) V.N. LISITSYN, V.P. CHEBOTAYEV : "Hystereris and hard excitation in a gas laser"
J.E.T.P. Lett., Vol. 7, pp 163, Janvier 1968

(49) *V.N. LISITSYN, V.P. CHEBOTAYEV : Absorption saturation effects in a gas laser"*
Sov. Phys. J.E.T.P., Vol. 27, pp 227-229, Août 1968

(50) *W.R. BENNETT : "Gaseous optical masers"*
App. Opt. Supp. on optical masers, pp 24-61, 1962

(51) *R. GRUDZINSKI, J. SPALTER : "Utilisation d'un laser à gaz pour l'étude de l'amplification d'un mélange gazeux"*
Electronique Quantique Grivet-Bloembergen (Dunod) Vol. 1, pp 515-521 - 1964

(52) *M.S. FELD, A. JAVAN, P.H. LEE : "Strong mode coupling induced in a gas laser by an intra cavity saturable absorbing medium"*
App. Phys. Lett., Vol. 424-427, Décembre 1968

(53) *J.H. MC COY : "Continuous passive mode locking of a CO_2 laser"*
App. Phys. Lett., Vol. 15, pp 357-360, Décembre 1969

(54) *P.K. RUNGE : "Mode-locking of He-Ne lasers with saturable organic dyes"*
Opt. Commun., Vol. 3, pp 434-436, Août 1971

Pour les généralités concernant la modulation interne, on peut se reporter à (1) (2) (15) où apparaissent les références des premières publications sur les travaux faits dans ce domaine. On y trouve des résultats intéressants ainsi que des théories déjà bien élaborées.

A ces publications nous ajouterons une note interne au C.N.E.T. de Monsieur M. FELDMANN : "Applications de la modulation interne des lasers à la production d'impulsions brèves" (1970).